АКАДЕМИЯ НАУК СССР

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

Том V

6

1960

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

Главный редактор: В. А. КОТЕЛЬНИКОВ

Заместители гл. редактора: Д. В. ЗЕРНОВ, Ю. Б. КОБЗАРЕВ

Редакционная коллегия:

А. И. БЕРГ, Б. А. ВВЕДЕНСКИЙ, И. С. ГОНОРОВСКИЙ, В. Л. ГРАНОВСКИЙ, Л. А. ЖЕКУЛИН, Н. Д. ДЕВЯТКОВ, Л. Н. ДОБРЕЦОВ, А. Ф. ИОФФЕ, А. Н. КАЗАНЦЕВ, С. Г. КАЛАШНИКОВ, П. Л. КАПИЦА, В. В. МИГУЛИН, А. Л. МИКАЭЛЯН, А. А. ПИСТОЛЬКОРС, А. М. ПРОХОРОВ, С. М. РЫТОВ, В. И. СИФОРОВ, Я. Н. ФЕЛЬД, С. Э. ХАЙКИН, Б. М. ЦАРЕВ

Ученый секретарь редакции Г. А. БЕРНАШЕВСКИЙ

РАДИОТЕХНИКА
И
ЭЛЕКТРОНИКА

Том V ИЮНЬ, 1960 **Вып. 6**

СОДЕРЖАНИЕ

Бородин Л. Ф. Эквидистантные и другие оптимальные и близкие к оптимальным коды 883
Куклев Л. П., Озерский Ю. П. Сравнение двух методов декодирования интервальных кодов 894
Гоноровский И. С. О воздействии эдс с быстроизменяющейся частотой на инерционные системы 902
Молочков Ю. Б. Расчет радиолинз с постоянным коэффициентом преломления 913
Тартаковский Л. Б., Тандит В. Л. Распределение токов на отражателе зеркальной антенны 918
Зыков А. И., Кононенко С. Г. Измерение входного импеданса периодически нагруженного волновода в полосе частот при помощи произвольной нагрузки 926
Вамберский М. В. Электродинамический расчет конькового коаксиала . . . 930
Зимина В. И. Экспериментальное исследование распространения электромагнитных волн вдоль цилиндра ионизированного газа 938
Тычинский В. П., Деркач Ю. Т., Карпецкий В. В. Экспериментальное исследование вырожденного режима ферритового усилителя 943
Мигулин В. В. О вынужденных колебаниях в параметрически регенерированной системе 955
Штейншлейгер В. Б., Мисежников Г. С. Распространение волн в электрических цепочках, содержащих отрицательное сопротивление, в применении к квантовым усилителям бегущей волны 962
Анисимова Ю. В., Бернашевский Г. А., Выставкин А. Н., Ломизе Л. Г. Исследование в миллиметровом диапазоне волноводных излучателей, возбуждаемых релятивистским электронным потоком 969
Кабанов А. Н., Кушнир Ю. М., Крутякова Л. Н. Измерение потерь энергии 70 *кэв* электронов в газах электростатическим анализатором 981
Кесаев И. Г. О связи между хаотическим движением катодного пятна и его делением 986
Ровинский Р. Е., Никитенко Ю. М. О некоторых факторах, влияющих на разрушение вольфрамовых анодов в сильноточном разряде в ксеноне . . . 994

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Сюй Янь-шэн. К вопросу о возбуждении колебаний в малой гиротропной сфере 1001
Баранов Л. И. К вопросу об индуктивном характере сопротивления диодов с p — n-переходом в пропускном направлении при больших плотностях тока 1002
Кудрявцев О. М., Пружинина В. И. Управляемые нелинейные полупроводниковые сопротивления (УНПС) 1006
Шевчик В. Н., Покровский Л. Д. Оценка роли пространственного заряда в теории ЛОВ Компфнера 1008
Цейтлин М. Б., Ильина Е. М. Приближенный анализ работы ЛОВ О-типа . . 1010

КРИТИКА И БИБЛИОГРАФИЯ

Ланцберг Г. С. Книги по радиотехнике и электронике в 1960 г. 1013

Адрес редакции: Москва, К-9, Моховая, 11, Институт радиотехники и электроники АН СССР, редакция журнала «Радиотехника и электроника»

Технический редактор *Т. А. Аверкиева*

Т-05473 Подписано к печати 25/V 1960 г. Тираж 5375 экз. Зак. 357
Формат бумаги $70\times108^{1}/_{16}$ Бум. л. 4,75 Печ. л. 13,0 Уч.-изд. л. 13,9

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., д. 10

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 6

ЭКВИДИСТАНТНЫЕ И ДРУГИЕ ОПТИМАЛЬНЫЕ И БЛИЗКИЕ К ОПТИМАЛЬНЫМ КОДЫ

Л. Ф. Бородин

На основе теории конечных полей указываются методы построения кодов с основанием $a = p^{\lambda}$ (p — простое число; $\lambda = 1; 2; 3; \ldots$) и числом комбинаций $N = a^m$.

Указан метод построения эквидистантных кодов, в которых комбинации отличаются одна от другой точно в $d = \mu a^{m-1}$ ($\mu = 1; 2; 3; \ldots$) позициях, а также кодов, в которых комбинации отличаются одна от другой не менее чем в $d_{\text{мин}} = \mu a^{m-1} - s$ ($s = 1; 2$), $d_{\text{мин}} = 2 + (a-1)^{m-1} \times (a-2)$ и $d_{\text{мин}} = 2 + (a-1)^{m-2}(a-2)$ позициях. Показывается, что эти коды являются либо оптимальными (в смысле максимума $d_{\text{мин}}$), либо близкими к оптимальным.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из задач теории кодирования является задача отыскания кодов, которые при заданном основании кода a, числе комбинаций N и числе символов в комбинации n обеспечивают максимум вероятности правильного приема сообщений Q. Обычно принято называть такие коды оптимальными. В целом ряде работ были найдены классы оптимальных и близких к ним кодов (см., например, [1—4]). Вероятность правильного приема комбинаций существенно зависит не только от кода и канала, но и от метода приема. В некоторых случаях оказывается, что для одного и того же канала код является оптимальным при одном методе приема и неоптимальным при другом методе. Для каждого канала и каждого метода приема можно в принципе сформулировать требования к структуре кода, обеспечивающего максимум Q. Для большего класса каналов и ряда методов приема вероятность Q однозначно связана с минимальным числом позиций — $d_{\text{мин}}$, в которых отличается каждая комбинация от всех других. Максимум $d_{\text{мин}}$ обеспечивает либо максимум Q, либо вероятность правильного приема, весьма близкую к максимально возможной при данном методе приема. Поэтому представляет практический интерес найти коды, в которых число $d_{\text{мин}}$ — максимально возможное.

В настоящей работе находятся классы оптимальных (в смысле максимума $d_{\text{мин}}$) корректирующих кодов с контрольными символами для случая, когда основание кода $a = p^{\lambda}$ (p — простое число, $\lambda = 1; 2; 3; \ldots$). Для построения кодов, так же как и в [5], используется математический аппарат теории конечных коммутативных полей [6], т. е. полагается, что символы, принятые для построения кода (0; 1; …; $a-1$), представляют собой элементы указанных полей, причем 0 и 1 являются соответственно нулем и единицей поля.

Комбинацию корректирующего кода, имеющую m информационных и $k = n - m$ контрольных символов, запишем в виде

$$x_1 \ldots x_i \ldots x_m F_1(x) \ldots F_j(x) \ldots F_k(x), \qquad (1)$$

где x_i — информационные символы, принимающие значения 0; 1; ...; $a-1$; $F_j(x)$ — контрольные символы, полученные из информационных при помощи линейных операций, определенных над данным полем. Так, если $m=2$, $n=5$, $a=4$ и код (1) имеет вид

$$x_1 x_2 x_1 + x_2 x_1 + 2x_2 x_1 + 3x_2, \tag{2}$$

то информационные символы (x_1; x_2) принимают значения 0; 1; 2; 3, а запись, например x_1+2x_2, означает, что контрольный символ, стоящий на четвертой позиции, представляет собой сумму первого информационного символа (x_1) и удвоенного значения второго информационного символа ($2x_2$), причем сложение и умножение производятся по правилам, определенным для элементов конечного поля из четырех элементов ($a=4$). Правила сложения и умножения представлены соответственно в табл. 1 и 2. Результат сложения (умножения) двух чисел находится на пересечении соответствующих им строки и столбца табл. 1 (табл. 2).

Таблица 1

+	0	1	2	3
0	0	1	2	3
1	1	0	3	2
2	2	3	0	1
3	3	2	1	0

Таблица 2

×	0	1	2	3
0	0	0	0	0
1	0	1	2	3
2	0	2	3	1
3	0	3	1	2

В табл. 3 представлены все комбинации кода (2).

Таблица 3

№	x_1	x_2	x_1+x_2	x_1+2x_2	x_1+3x_2	№	x_1	x_2	x_1+x_2	x_1+2x_2	x_1+3x_2
1	0	0	0	0	0	9	2	0	2	2	2
2	0	1	1	2	3	10	2	1	3	0	1
3	0	2	2	3	1	11	2	2	0	1	3
4	0	3	3	1	2	12	2	3	1	3	0
5	1	0	1	1	1	13	3	0	3	3	3
6	1	1	0	3	2	14	3	1	2	1	0
7	1	2	3	2	0	15	3	2	1	0	2
8	1	3	2	0	3	16	3	3	0	2	1

Выражение (1) описывает всевозможные комбинации некоторого конкретного корректирующего кода, поэтому иногда к нему наряду с термином «кодовая комбинация» будем применять термин «код».

Код (1) обладает свойством симметрии относительно любой его комбинации. Это значит, что для любой комбинации X_k кода (1) найдутся D_1 комбинаций, отличающихся в d_1 позициях, D_2 комбинаций, отличающихся в d_2 позициях, D_i комбинаций, отличающихся в d_i позициях, и т. д. Подчеркнем, что все пары величин D_i и d_i для любой комбинации одни и те же. Из этого свойства вытекает, что для определения D_i и d_i достаточно определить, сколько комбинаций отличаются в d_i позициях от какой-нибудь одной комбинации кода (1), например от комбинации X_l. В качестве комбинации X_l наиболее удобно выбрать комбинацию, состоящую только из символов 0 (нуль) (такая комбинация всегда имеется в коде (1)). В этом случае определение D_i и d_i сводится к определению числа кодовых комбинаций, имеющих d_i символов, отличных от нуля. Среди всех d_i нас интересует наименьшее — $d_{\text{мин}}$. Очевидно, что $d_{\text{мин}}$ будет определено, если среди комбинаций кода (1) найти комбинацию, имеющую наименьшее число символов, отличных от нуля. Наша задача — найти коды, в которых $d_{\text{мин}}$ имеет максимально возможное значение. Эта задача будет решена, если доказать, что при заданных a, n и $N=a^m$ в комбинациях кода (1) число отличных от нуля символов не может быть больше d. Эта величина d однозначно будет определять максимально возможное $d_{\text{мин}}$.

Если выписать все комбинации кода (1) одну под другой, то образуется некоторая матрица порядка $n \times N$.

Можно показать, что в рассматриваемом случае каждый столбец этой матрицы содержит точно по a^{m-1} различных символов. В частности, каждый столбец содержит a^{m-1} символов 0 и $(a-1)\,a^{m-1}$ символов, отличных от символа 0. Из этого следует, что общее число символов, отличных от нуля, содержащееся во всех комбинациях кода (1), равно

$$\alpha = n\,(a-1)\,a^{m-1}. \tag{3}$$

Как указывалось выше, $d_{\text{мин}}$ определяется кодовой комбинацией, имеющей наименьшее число отличных от нуля символов. Поэтому $d_{\text{мин}}$ будет иметь наибольшее значение, когда число символов α распределено равномерно среди $N-1$ кодовых комбинаций (среди всех комбинаций кода (1), кроме комбинации, состоящей только из символов 0). Таким образом, в лучшем случае

$$d_{\text{мин}} = d = \frac{\alpha}{N-1}.$$

Очевидно, что когда d нецелое число, $d_{\text{мин}}$ не может быть больше, чем целая часть d. Поэтому с учетом (3)

$$d_{\text{мин}} \leqslant d = \frac{n\,(a-1)\,a^{m-1}}{a^m-1}. \tag{4}$$

Из вышесказанного следует, что если в каком-нибудь коде $d_{\text{мин}} = d$, то, во-первых, этот код является оптимальным и, во-вторых, все комбинации такого кода содержат точно d отличных от нуля символов, следовательно, отличаются одна от другой точно в d позициях. Коды, обладающие такими свойствами, назовем эквидистантными.

1. КЛАССЫ ЭКВИДИСТАНТНЫХ КОДОВ

Из выражения (4) следует, что если

$$n = \mu\,\frac{a^m-1}{a-1}, \tag{5}$$

то

$$d = \mu a^{m-1},$$

где $\mu = 1; 2; 3; \ldots$.

Укажем метод построения кодов для любого μ. Заметим, что если в (5) $\mu = a-1$, то

$$\begin{aligned} n &= n_1 = a^m - 1, \\ d &= d_1 = (a-1)\,a^{m-1}, \end{aligned} \tag{6}$$

если же $\mu = 1$, то

$$\begin{aligned} n &= n_2 = \frac{a^m-1}{a-1}, \\ d &= d_2 = a^{m-1}. \end{aligned} \tag{7}$$

В [7] для случая, когда основание кода — простое число ($\lambda = 1$), был указан метод построения эквидистантных кодов с n и d, определяемыми (6). Легко показать, что и в рассматриваемом случае ($\lambda = 1; 2; 3; \ldots$) такой код формально в виде (1) может быть записан

также при помощи матрицы

$$\left\| \begin{array}{l} x_1\, 2x_1 \ldots C_j x_1 \ldots (a-1)\, x_1 \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ x_m\, 2x_m \ldots C_j x_m \ldots (a-1)\, x_m \end{array} \right\|. \tag{8}$$

Для этого достаточно выписать всевозможные суммы, содержащие в качестве слагаемых $i (i = 1; 2; \ldots; m)$ элементов матрицы (8), причем любая из этих сумм не должна содержать более одного элемента одной и той же строки (см. Примечание 1 при корректуре).

Например, для случая $a = 4$ и $m = 2$ матрица (8) имеет вид

$$\left\| \begin{array}{lll} x_1 & 2x_1 & 3x_1 \\ x_2 & 2x_2 & 3x_2 \end{array} \right\|. \tag{9}$$

В соответствии с указанным выше правилом, из (9) получается эквидистантный код с $n_1 = 15$ и $d_1 = 12$ (см. (6)), который может быть записан в виде

$$\begin{array}{c} x_1 x_2\, 2x_1\, 3x_1\, 2x_2\, 3x_2 x_1 + x_2 x_1 + 2x_2 x_1 + 3x_2 2x_1 + x_2 2x_1 + 2x_2 2x_1 + 2x_2 \\ 2x_1 + 3x_2 3x_1 + x_2 3x_1 + 2x_2 3x_1 + 3x_2. \end{array} \tag{10}$$

Зная код с d_1 и n_1 $(\mu = a - 1)$, можно построить код с d_2 и n_2 $(\mu = 1)$ (см. (6) и (7)). Покажем, как это делается.

Контрольные символы кода (1) получаются из информационных при помощи линейных функций $F_j(x)$. Поэтому любую комбинацию кода (1) можно рассматривать как правую часть линейной системы уравнений, содержащей m независимых переменных (информационных символов $x_1 \ldots x_i \ldots x_m$). В общем случае эта система (комбинация кода) может быть записана в виде

$$\begin{array}{l} x_1 = b_1 \\ \vdots \quad \vdots \\ x_m = b_m \\ F_1(x) = b_{m+1} \\ \vdots \quad \vdots \\ F_k(x) = b_n, \end{array} \tag{11}$$

где правые части представляют собой символы одной из комбинаций кода (1). Предположим, что система (11) образует код с параметрами (6), тогда точно $d_1 = (a-1)a^{m-1}$ ее уравнений будут иметь правые части, отличные от нуля.

Выделим из системы (11) такую подсистему, чтобы ее уравнения были попарно линейно независимыми. Для этого все множество (11) разобьем на такие подмножества, что каждое из них будет содержать все уравнения, которые могут быть получены одно из другого путем умножения на одно из чисел ряда 1; 2; 3;...; $a - 1$. Как легко заметить, каждое такое подмножество включает в себя все попарно линейно зависимые уравнения. Если образованные подмножества взаимно не пересекаются, то, взяв из каждого подмножества по одному элементу (уравнению), легко образовать подсистему уравнений, в которой любые два уравнения будут попарно линейно независимыми.

Число уравнений, входящих в эту подсистему, будет равно числу указанных подмножеств, которые можно образовать из системы (11). Функции $F_j(x)$ представляют собой всевозможные суммы из $i (i = 1; 2; \ldots; m)$ элементов матрицы (8), причем ни одна из этих сумм не содержит более одного

элемента одной и той же строки (8). Поэтому множество (11) можно разбить на

$$n_2 = \frac{n_1}{a-1} = \frac{a^m - 1}{a-1} \tag{12}$$

непересекающихся подмножеств попарно линейно зависимых уравнений. Если взять из каждого подмножества по одному уравнению, то образуется подсистема n_2 попарно линейно независимых уравнений.

Запишем эту подсистему в виде

$$\begin{aligned} &\varphi_1(x) = b_1, \\ &\vdots \qquad\quad \vdots \\ &\varphi_j(x) = b_j, \\ &\vdots \qquad\quad \vdots \\ &\varphi_{n_1}(x) = b_{n_1}, \end{aligned} \tag{13}$$

где $\varphi_j(x) = b_j$ — одно из уравнений j-го подмножества системы (11).

Найдем в (13) число уравнений, правые части которых не равны нулю. По условию система (11) является линейной системой, в которой неизвестные представляют собой элементы конечного коммутативного поля (информационные символы $x_1 \ldots x_i \ldots x_m$). Поэтому, если одно из уравнений любого подмножества попарно линейно зависимых уравнений системы (11) имеет правую часть, отличную от нуля, то и все уравнения этого подмножества будут также иметь правые части, отличные от нуля. Так как каждое подмножество содержит $a - 1$ уравнений системы (11), а (13) содержит только по одному элементу каждого из подмножеств, то число уравнений в (13), имеющих правые части, не равные нулю, будет в $a - 1$ раз меньше, чем в (11). Это число будет равно

$$d_2 = \frac{d_1}{a-1} = a^{m-1}. \tag{14}$$

Таким образом, если из (11) выделить подсистему попарно линейно независимых уравнений (13), то полученная система будет состоять из n_2 уравнений, причем среди них будет точно d_2 (см. (12) и (14)) уравнений, правые части которых отличны от нуля. Следовательно, код (13), полученный из кода (11), также является эквидистантным, но с параметрами (7).

В качестве примера получим код вида (13) из кода (10). Прежде всего разобьем множество (10) на подмножества, элементы которых образуют попарно линейно зависимые уравнения. Так как основание кода (10) $a=4$, то каждое подмножество будет состоять из трех элементов. Выпишем эти подмножества:

1) $x_1;\ 2x_1;\ 3x_1$; 2) $x_2;\ 2x_2;\ 3x_2$; 3) $x_1 + x_2;\ 2x_1 + 2x_2;\ 3x_1 + 3x_2$;

4) $x_1 + 2x_2;\ 2x_1 + 3x_2;\ 3x_1 + x_2$; 5) $x_1 + 3x_2;\ 2x_1 + x_2;\ 3x_1 + 2x_2$.

Легко видеть, что элементы каждого подмножества попарно линейно зависимы, так как они могут быть получены один из другого путем умножения либо на 1, либо на 2, либо на 3. Так, например, $x_1 + 2x_2 = (2x_1 + 3x_2)\,3 = (3x_1 + x_2)\,2$ (см. табл. 2).

Выбирая из перечисленных подмножеств по одному элементу, получим эквидистантный код (2)

$$x_1 x_2 x_1 + x_2 x_1 + 2x_2 x_1 + 3x_2,$$

у которого $n_2 = 5$ и комбинации отличаются одна от другой точно в $d_2 = 4$ позициях (7), в чем легко убедиться непосредственной проверкой (см. табл. 3).

Зная код (13) ($\mu = 1$), нетрудно построить код для произвольного $\mu \neq 1$. Действительно, повторяя комбинации кода (13) μ раз, получим код с параметрами (5).

Интересно отметить, что если у всех комбинаций какого-либо из найденных кодов отбросить s ($s = 1; 2$) символов, стоящих на s любых позициях, то получатся не эквидистантные, но также оптимальные коды с параметрами

$$n = \mu \frac{a^m - 1}{a - 1} - s,$$

$$d_{\text{мин}} = \mu a^{m-1} - s.$$

2. ДРУГИЕ ОПТИМАЛЬНЫЕ И БЛИЗКИЕ К НИМ КОДЫ

Рассмотренные выше коды являются оптимальными в том смысле, что величина $d_{\text{мин}}$ в них имеет максимально возможную величину. Для доказательства этого положения было использовано выражение (4), которое фактически представляет зависимость $d_{\text{мин}}$ от числа символов в кодовой комбинации n для некоторого идеализированного кода типа (1). Для доказательства оптимальности других классов кодов удобнее использовать иную идеализацию корректирующего кода. Как указывалось выше, комбинацию кода (1) можно рассматривать как правую часть системы n линейных уравнений вида (11), имеющую m независимых переменных.

Из системы (11) можно образовать C_n^m различных подсистем, каждая из которых содержит m уравнений и отличается от любой другой хотя бы одним уравнением. Очевидно, что в лучшем случае функции $F_j(x)$ могут быть подобраны так, что уравнения любой из этих подсистем будут линейно независимыми, т. е. разрешимыми относительно m независимых переменных $(x_1 \ldots x_i \ldots x_m)$. Если код

$$x_1 \ldots x_i \ldots x_m \; \psi_1(x) \ldots \psi_j(x) \ldots \psi_k(x) \tag{15}$$

обладает указанными свойствами, то, как нетрудно показать,

$$d_{\text{мин}} = 1 + k, \tag{16}$$

где k — число контрольных символов.

При заданных a и m код (15) может быть построен лишь для некоторых значений k*. В общем случае (16) представляет зависимость $d_{\text{мин}}$ от k для некоторого идеализированного корректирующего кода с контрольными символами. Поэтому для любого значения k, вообще говоря, можно указать только то или иное приближение к коду (15) (то или иное число $L_k \leqslant C_n^m$ линейно независимых подсистем). Однако если это приближение является наилучшим при данном k, то и $d_{\text{мин}}$ будет максимально возможным, хотя оно и будет меньше, чем определяемое соотношением (16).

Ниже будет указан простой метод построения кодов, которые можно рассматривать как некоторое приближение к коду (15). Число $d_{\text{мин}}$ в этих кодах либо равно, либо весьма близко к максимально возможному.

В качестве первого приближения к коду (15) будет рассмотрен код, в котором для получения контрольных символов используется максимально возможное число различных функций $F_j(x)$ $(j = 1; 2; \ldots; k)$, зависящих от всех $x_i (i = 1; 2; \ldots; m)$.

Число линейно независимых подсистем в таких кодах по крайней мере

$$L_k > km + (a-1)^2 (m-1) C_{k/a-1}^2.$$

---

* Если $m = 2$ и $1 \leqslant k \leqslant (a-1)$, то для построения кода (15) достаточно, чтобы $\psi_j(x) = x_1 + jx_2$ $(j = 1; 2; \ldots; k)$.

В качестве второго приближения к коду (15) будет рассмотрен код, отличающийся от предыдущего только тем, что в соответствующей ему системе уравнений (11) все уравнения попарно линейно независимы. Эта система содержит по крайней мере

$$L_k > km + (m-1)\,C_k^2$$

линейно независимых подсистем.

Найдем для обоих случаев число контрольных символов k и величину $d_{\text{мин}}$.

Для этого прежде всего определим, в скольких позициях будут отличаться между собой комбинации кода, если контрольные символы получаются при помощи всевозможных различных функций $F_j(x)$, каждая из которых зависит только от $i\,(i=2;\ 3;\ \ldots;\ m)$ информационных символов, например от двух. Предположим, что в коде (1)

$$x_1 \ldots x_i \ldots x_m F_1(x) \ldots F_j(x) \ldots F_k(x) \tag{17}$$

каждая из функций $F_j(x)$ зависит только от i определенных информационных символов. Все $F_j(x)$ могут быть найдены при помощи матрицы (8):

$$\left\| \begin{array}{c} x_1\, 2x_1 \ldots C_j x_1 \ldots (a-1)\,x_1 \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ x_m\, 2x_m \ldots C_j x_m \ldots (a-1)\,x_m \end{array} \right\|. \tag{18}$$

Для этого надо составить всевозможные суммы из элементов (18), каждая из которых состояла бы только из i слагаемых, причем каждая сумма не должна содержать более одного элемента одной и той же строки (18). Например, для матрицы (9) код при $i = m = 2$ имеет вид

$$x_1x_2\,x_1 + x_2\,x_1 + 2x_2\,x_1 + 3x_2\,2x_1 + x_2\,2x_1 + 2x_2$$
$$2x_1 + 3x_2\,3x_1 + x_2\,3x_1 + 2x_2\,3x_1 + 3x_2.$$

Из элементов матрицы (18) можно составить [7]

$$k_i = (a-1)^i\,C_m^i \tag{19}$$

всевозможных различных сумм, состоящих из i слагаемых. Если все эти суммы используются для получения контрольных символов, то общее число символов в комбинации

$$n = m + k_i = m + (a-1)^i\,C_m^i. \tag{20}$$

Выше было показано, что для определения чисел D_i и d_i достаточно определить число комбинаций, имеющих d_i символов, отличных от нуля. Найдем число таких символов у комбинации (17), имеющей $l\,(l=1;\ 2;\ \ldots;\ m)$ отличных от нуля информационных символов. Очевидно, что в этом случае

$$d_l = l + \gamma_l, \tag{21}$$

где γ_l — число отличных от нуля контрольных символов выбранной комбинации. Число l задано, поэтому задача отыскания d_l сводится к определению γ_l. Так как для получения контрольных символов используются всевозможные суммы по i слагаемых из элементов (18), то совокупность функций $F_j(x)$ симметрична относительно номеров информационных символов. Поэтому, не нарушая общности рассуждений, можно считать, что l информационных символов, отличных от нуля, стоят на l первых информационных позициях.

Для определенности будем считать, что на первой позиции стоит символ $b_1 \neq 0$ ($x_1 = b_1$), на второй — $b_2 \neq 0$ ($x_2 = b_2$) и т. д., на l-й — $b_l \neq 0$ ($x_l = b_l$). Остальные информационные символы $x_{l+1}; \ldots x_m$ — нули ($x_{l+1} = x_{l+2} = \ldots = x_m = 0$). Контрольные символы выбранной комбинации образуются путем подстановки ее информационных символов в функции $F_j(x)$. Функции $F_j(x)$ получаются при помощи матрицы (18). Поэтому все множество контрольных символов K_i будет определено, если подставить в (18) информационные символы x_i этой комбинации и найти значения всевозможных сумм по i, слагаемых из элементов полученной матрицы.

Так как наша задача — найти γ_l, то в множестве K_i нас будет интересовать лишь подмножество, содержащее все контрольные символы, отличные от нуля. Очевидно, что это подмножество будет состоять только из тех сумм по i слагаемых, которые не равны нулю. Таким образом, γ_l будет определено, если в (18) подставить информационные символы выбранной комбинации и определить в полученной матрице число всевозможных сумм по i слагаемых, не равных нулю.

Подставляя в (18) значения x_1, получим

$$\left\| \begin{array}{l} b_1\, 2b_1 \ldots C_j b_1 \ldots (a-1)\, b_j \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ b_i\, 2b_i \ldots C_j b_i \ldots (a-1)\, b_i \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ b_l\, 2b_l \ldots C_j b_l \ldots (a-1)\, b_l \\ 0\ 0 \ldots\ 0 \ \ldots\ \ 0 \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ 0\ 0 \ldots\ldots 0 \ \ldots\ldots 0 \end{array} \right\|. \qquad (22)$$

Последние $m - l$ строк матрицы (22) состоят только из нулей, так как $m - l$ последних информационных символов выбранной комбинации по условию равны нулю.

Для определения величины γ_l необходимо найти значения всевозможных сумм, содержащих в качестве слагаемых i элементов (22), или, что то же самое, значения всевозможных сумм, содержащих в качестве слагаемых i элементов матрицы:

$$\left\| \begin{array}{l} b_{11}\, b_{12} \ldots b_{1j} \ldots b_{1(a-1)} \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ b_{i1}\, b_{i2} \ldots b_{ij} \ldots b_{i(a-1)} \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ b_{l1}\, b_{l2} \ldots b_{lj} \ldots b_{l(a-1)} \\ 0\ 0 \ \ldots\ 0 \ldots 0 \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ 0\ 0 \ \ldots\ 0 \ldots 0 \end{array} \right\|, \qquad (23)$$

где b_{ij} — элемент конечного поля, полученный в результате умножения b_i на C_j.

Заметим, что в силу свойств элементов конечного поля каждая строка матрицы (23) содержит некоторую перестановку чисел (элементов поля) $1; 2; \ldots; a-1$.

Множество контрольных символов выбранной комбинации K_i, т. е. множество значений всевозможных сумм по i слагаемых из элементов матрицы (23), разобьем на три подмножества. К подмножеству K_{i1} отнесем символы, которые получены только из элементов l первых строк (23).

К подмножеству K_{i2} отнесем символы, полученные только из элементов оставшихся $m - l$ строк матрицы (23).

Контрольные символы, не вошедшие в подмножества K_{i1} и K_{i2}, составят подмножество K_{i3}. Символы этого подмножества получаются из сумм, которые состоят из $j\,(0 < j < i)$ элементов l первых строк матрицы (23) и $i - j$ элементов $m - l$ последних строк матрицы (23). Таким образом,

$$\gamma_l = \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3, \tag{24}$$

где γ_1, γ_2, γ_3 — соответственно число не равных нулю символов в подмножестве K_{i1}; K_{i2} и K_{i3}. Так как $m - l$ последних строк матрицы (25) состоят из нулей, то все элементы подмножества K_{i2} равны нулю ($\gamma_2 = 0$) и

$$\gamma_l = \gamma_1 + \gamma_3. \tag{25}$$

Найдем число γ_1. В подмножество K_{i1} входят суммы по i слагаемых, составленные только из элементов l первых строк (23). Каждая из этих строк содержит некоторую перестановку элементов поля $1; 2; \ldots; a - 1$. Поэтому по аналогии с [7]

$$\gamma_1 = R_i C_l^i, \tag{26}$$

где

$$R_i = \frac{(a-1)}{a}[(a-1)^i + (-1)^{i-1}]. \tag{27}$$

Определим число γ_3.

В подмножестве K_{i3} от нуля будут отличаться только те суммы, которые содержат в качестве слагаемого суммы, не равные нулю, из j элементов первых l строк матрицы (24), поэтому

$$\gamma_3 = \sum_{j=1}^{i-1} R_j C_l^j (a-1)^{i-j} C_{m-l}^{i-j}. \tag{28}$$

Подставляя (26) и (28) в (25), найдем

$$\gamma_l = \sum_{j=1}^{i} R_j C_l^j (a-1)^{i-j} C_{m-l}^{i-j}. \tag{29}$$

Подставляя (29) в (21), окончательно получим

$$d_l = l + \sum_{j=1}^{i} R_j C_l^j (a-1)^{i-j} C_{m-l}^{i-j}. \tag{30}$$

Выражение (30) позволяет определить число d_l, когда каждая из функций $F_j(x)$ зависит только от i определенных информационных символов. Число контрольных символов при этом определяется формулой (19). Выражение (30) при выбранном i зависит только от l, т. е. от числа не равных нулю информационных символов, и не зависит от того, какие это символы и на каких именно позициях они стоят. Поэтому для всех комбинаций, имеющих одно и то же число информационных символов, отличных от нуля, число d_l будет одним и тем же. Число таких комбинаций, как нетрудно видеть, равно

$$D_l = (a-1)^l C_m^l.$$

Таким образом, в рассмотренном случае для любой комбинации кода (17) найдется D_l комбинаций, отличающихся в d_l позициях.

Нас интересует случай, когда функции $F_j(x)$ зависят от всех информационных символов ($i = m$).

Число символов в таком коде (см. (20))

$$n = m + (a-1)^m. \tag{31}$$

Подставляя $i = m$ в (30) и учитывая (27), легко определить, что

$$d_l = l + \frac{(a-1)^{m+1}}{a} + (-1)^{l-1}\frac{(a-1)^{m+1-l}}{a}. \qquad (32)$$

Выражение (32) имеет минимум при $l = 2$:

$$d_2 = d_{\text{мин}} = 2 + (a-1)^{m-1}(a-2). \qquad (33)$$

Выражения (31) и (33) определяют параметры кода, который является первым приближением к коду (15). Для того чтобы найти второе приближение к коду (15), достаточно выделить из системы уравнений, образующей комбинацию вышерассмотренного кода (17), систему попарно линейно независимых уравнений.

В коде (17) при $i = m$ функции $F_j(x)$ зависят от всех m информационных символов. Поэтому $F_j(x)$ и $_jx$ во всяком случае при $m > 1$, попарно линейно независимы. Следовательно, если из системы уравнений, представляющих контрольные символы комбинации (17), выделить систему попарно линейно независимых уравнений, то эта система совместно с информационными символами образует второе приближение к коду (15). Проведя рассуждения, аналогичные рассуждениям, проведенным при нахождении кода (13), получим, что код, являющийся вторым приближением к коду (15), обладает параметрами (см. Примечание 2 при корректуре).

$$n = m + (a-1)^{m-1}$$

и

$$d_2 = d_{\text{мин}} = 2 + (a-1)^{m-2}(a-2).$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены коды, которые при определенных значениях n имеют максимально возможное число $d_{\text{мин}}$. Однако для практических целей наибольший интерес представляют коды, которые при данном n и прочих равных условиях обеспечивают наибольшую вероятность правильного приема комбинации Q. Казалось бы, что чем больше $d_{\text{мин}}$ при фиксированном n, тем большей должна быть вероятность правильного приема. Но это не всегда так. Например, при $n = 7$ и $m = 3$ в бинарном коде [2]

$$x_1x_2x_3x_1 + x_3x_1 + x_2x_1 + x_2 + x_3x_1 + x_2 + x_3 \qquad (34)$$

величина $d_{\text{мин}} = 3$, а вероятность правильного приема

$$Q_1 = q^7 + 7q^6p + 8q^5p^2,$$

где q — вероятность правильного приема символа и $p = 1 - q$.

При $n = 7$ и $m = 3$ в эквидистантном бинарном коде

$$x_1x_2x_3x_1 + x_2x_1 + x_3x_2 + x_3x_1 + x_2 + x_3 \qquad (35)$$

$d_{\text{мин}} = d = 4$ (см. (6)), а вероятность правильного приема, как нетрудно показать, равна

$$Q_2 = q^7 + 7q^6p + 7q^5p^2 + q^4p^3.$$

Вероятности Q_1 и Q_2 практически равны, но с принципиальной точки зрения при $q > 0{,}5$

$$Q_1 > Q_2.$$

Следовательно, вероятность правильного приема комбинации меньше у кода, имеющего большее $d_{\text{мин}}$. Этот парадокс указывает на то, что коды, оптимальные в смысле максимума $d_{\text{мин}}$, не являются, вообще говоря, опти-

мальными в смысле максимума Q. Однако подобные парадоксы возникают не из-за того, что код (34) хуже кода (35) (в смысле максимума Q), а из-за несовершенства используемого метода обработки комбинаций на приемном конце [4].

Вероятности Q_1 и Q_2 получаются при посимвольном способе приема комбинаций кодов (34) и (35). Приемное устройство, как хорошо известно, при этом состоит из идеального в смысле В. А. Котельникова приемника для приема символов и следующего за ним устройства коррекции ошибок. Посимвольный способ приема не является идеальным для приема комбинаций корректирующего кода. При более совершенных методах приема (например при приеме по методу Вагнера [8]) парадоксы, подобные приведенному выше, не возникают, и коды, оптимальные в смысле максимума $d_{\text{мин}}$, будут оптимальными в смысле максимума Q по крайней мере для симметричных каналов. Вообще же для обеспечения максимальной вероятности правильного приема необходимо использовать современные статистические методы приема и коды, построенные с учетом этих методов и специфики данного канала.

В заключение выражаю глубокую благодарность В. И. Сифорову за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. В. Хэмминг, Коды с обнаружением и исправлением ошибок, Сб. Коды с обнаружением и исправлением ошибок, ИЛ, 1957.
2. Д. Слепян, Класс двоичных сигнальных алфавитов, Сб. Теория передачи сообщений, ИЛ, 1957.
3. I. S. Reed, A class of multiple-error-correcting codes and the decoding scheme, IRE Trans., 1954, PGIT-4, 38.
4. К. А. Мешковский, Анализ одной схемы приема двоичных сигналов, Электросвязь, 1958, 12, 3.
5. Bernard M. Dwork, Ralph M. Heller, Results of geometric approach to the theory and construction of non-binary, multiple error and failure correcting codes, IRE National Convent. Rec., 1959, part 4, 123.
6. Н. Г. Чеботарев, Теория Галуа, ОНТИ НКТП, 1936.
7. Л. Ф. Бородин, Некоторые вопросы теории построения корректирующих кодов, Сб. трудов Научно-техн. общества радиотехники и электросвязи им. А. С. Попова, 1958, 2.
8. Р. А. Силвермэн, М. Болсер, Кодирование при передаче данных с постоянной скоростью, Сб. Коды с обнаружением и исправлением ошибок, ИЛ, 1956.

Поступила в редакцию
10 XI 1959

Примечания при корректуре

1. Так же как и в случае [7] в коде с параметрами (6) любая комбинация, кроме комбинации, состоящей только из символов 0, содержит $a^{m-1}-1$ символов 0 и по a^{m-1} всех остальных символов.

2. В этом случае $d_l = l + \sum_{j=1}^{i} R_j C_l^j \, (a-1)^{i-j-1} \, C_{m-l}^{i-j}$. Исследование этого выражения (или (30)) совместно с (4) может оказаться полезным при оценке возможностей улучшения рассмотренных кодов, а также при поиске других оптимальных кодов.

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 6

СРАВНЕНИЕ ДВУХ МЕТОДОВ ДЕКОДИРОВАНИЯ ИНТЕРВАЛЬНЫХ КОДОВ

Л. П. Куклев, Ю. П. Озерский

Производится сравнение помехоустойчивости декодирования методами совпадений и суммирования по отношению к флуктуационной помехе для случаев регулярного и флуктуирующего сигналов. Определяется ошибка декодирования для обоих методов и показывается, что метод совпадений при малых ошибках декодирования имеет значительное преимущество перед методом суммирования.

ВВЕДЕНИЕ

При интервальном кодировании элементарная посылка сигнала состоит из нескольких импульсов одинаковой длительности и формы, отстоящих друг от друга на заданных временны́х интервалах T_1, T_2 и т. д. Принцип декодирования таких сигналов поясняется рис. 1. Входная кодовая группа, состоящая из n импульсов, подается на линию задержки, имеющую n отводов. В зависимости от того, как используются сигналы с этих отводов, различают два метода декодирования:

1) метод совпадений, когда сигналы подаются на каскад совпадений и выходной импульс вырабатывается только в результате n-кратного совпадения;

2) метод суммирования, когда сигналы подаются на суммирующее устройство с последующим амплитудным ограничением. Уровень амплитудного ограничения устанавливается таким, чтобы его превышала только сумма n импульсов.

Метод совпадений нашел бо́льшее применение в практических устройствах. В противоположность методу суммирования здесь не требуется знание амплитуды сигнала на входе дешифратора, а наличие каскада совпадений исключает возможность ложного срабатывания дешифратора от случайных одиночных импульсов большой амплитуды.

Но, помимо чисто технических отличий в построении схем декодирующих устройств, эти методы отличны друг от друга и по их устойчивости по отношению к флуктуационной помехе. На первый взгляд может показаться, что декодирование по методу суммирования должно обладать бо́льшей помехоустойчивостью вследствие того, что в результате суммирования n импульсов отношение сигнала к помехе улучшается в $\sqrt{n}$ раз. Однако это преимущество не всегда можно использовать, так как необходимость декодирования n-импульсной посылки исключает возможность установления на выходе сумматора оптимального уровня амплитудного ограничения. Сравнение помехоустойчивости обоих методов по отношению к флуктуационной помехе и является целью данной работы.

Анализ проводится для случая, когда импульсный сигнал и флуктуационная помеха, имеющая нормальное распределение с нулевым средним значением и дисперсией σ^2, воздействуют на линейный безынерционный детектор. Предполагается, что полоса пропускания УПЧ приемника достаточно мала по сравнению с несущей частотой и выбрана близкой к оптимальной с точки зрения обнаружения импульсов сигнала.

Помехоустойчивость декодирования можно характеризовать различными способами.

При одном способе, например, определяются среднее число прошедших кодовых групп $N_{ср}$ и среднее число ложных срабатываний R в единицу времени. Такой подход к задаче полезен, в частности, при рассмотрении вопроса поиска сигнала на некотором временно́м интервале.

При другом способе можно определить вероятность ошибки декодирования, заключающейся либо в пропуске полезного сигнала, либо в принятии помехи за сигнал. Это будет вероятностью того, что «решение» декодирующего устройства о наличии на его входе ожидаемой кодовой посылки является ошибочным.

При анализе был выбран именно этот способ оценки помехоустойчивости декодирования, который позволил произвести сравнение обоих методов декодирования по единому критерию.

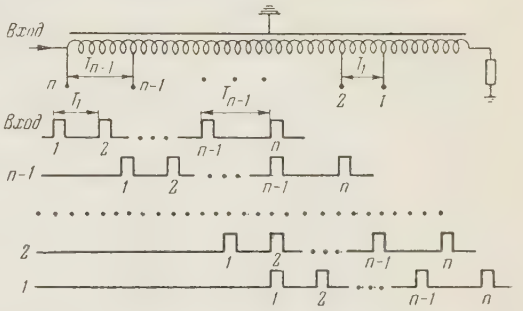


Рис. 1. Схема линии задержки в дешифраторе

Вероятность пропуска полезного сигнала равна $1-\beta_n$, где β_n — вероятность декодирования n-импульсной кодовой группы при наличии помехи.

Вероятность ложного декодирования α_n равна среднему относительному времени пребывания помехи на выходе дешифратора.

Обозначим через p_0 априорную вероятность поступления на вход приемника кодированного сигнала. Тогда вероятность ошибки декодирования, которую условно назовем ошибкой декодирования, равна

$$p = p_0(1-\beta_n) + (1-p_0)\alpha_n.$$

В дальнейшем примем $p_0 = 0{,}5$. Следовательно,

$$p = 0{,}5(1-\beta_n+\alpha_n). \qquad (1)$$

При необходимости, пользуясь вычисленными значениями α_n и β_n, можно определить среднее число прошедших кодовых групп и среднее число ложных срабатываний:

$$N_{ср} = \beta_n N,$$

$$R = \frac{\alpha_n}{\theta_n},$$

где N — полное число кодовых групп; θ_n — средняя длительность выброса помехи на выходе дешифратора.

1. МЕТОД СОВПАДЕНИЙ

Декодирование сигнала по методу совпадений можно осуществить двумя способами.

Первый способ заключается в том, что сигнал с выхода детектора предварительно ограничивается снизу на некотором уровне E_0, а затем подается на линию задержки и каскад совпадений.

При втором способе предварительное ограничение отсутствует, а уровень ограничения устанавливается после каскада совпадений. Одной из схем каскада совпадений является диодная схема, изображенная на рис. 2.

Покажем, что оба способа декодирования методом совпадений обладают одинаковой помехоустойчивостью.

А. Метод совпадений с предварительным ограничением. Так как кодовые интервалы обычно значительно превышают время корреляции помехи на выходе приемника, то вероятность ложного декодирования равна вероятности одновременного превышения уровня E_0 помехой в n независимых точках:

$$\alpha_n^{(A)} = \alpha^n = \left[\int_{E_0}^{\infty} w(E)\,dE\right]^n = \exp\left(-\frac{nE_0^2}{2\sigma^2}\right), \tag{2}$$

где $w(E)\ dE = \frac{E}{\sigma^2}\exp\left(-\frac{E^2}{2\sigma^2}\right)$ — плотность вероятности помехи на выход детектора.

Вероятность декодирования n-импульсной кодовой группы будет

$$\beta_n^{(A)} = \beta^n = \left[\int_{E_0}^{\infty} W(E,\ E_c)\,dE\right]^n, \tag{3}$$

где

$$W(E,\ E_c) = \frac{E}{\sigma^2}\exp\left(-\frac{E^2+E_c^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{EE_c}{\sigma^2}\right) \tag{4}$$

— плотность вероятности огибающей сигнала и помехи на входе детектора [1]; E_c — амплитуда сигнала на входе детектора; I_0 — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента; σ — действующее значение помехи на входе детектора.

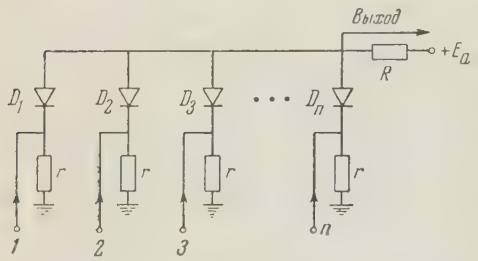


Рис. 2. Схема каскада совпадений на диодах

Б. Метод совпадений с последующим ограничением. Рассмотрим прохождение помехи через дешифратор, включающий линию задержки (рис. 1) и каскад совпадений (рис. 2). Заметим при этом, что в каждый момент времени каскад совпадений вырабатывает напряжение, равное наименьшему из всех n поступающих на него напряжений. Следовательно, вероятность $w_n(V)dV$ того, что в некоторый момент времени напряжение на выходе каскада совпадений будет лежать в пределах V, $V + dV$, равна совместной вероятности того, что одно из n напряжений принимает значение $V, V + dV$, а все остальные $n - 1$ напряжений превышают это значение

$$w_n(V)\,dV = nw(V)\,dV\left[\int_V^{\infty} w(E)\,dE\right]^{n-1} = \frac{nV\,dV}{\sigma^2}\exp\left(-\frac{nV^2}{2\sigma^2}\right).$$

Тогда

$$\alpha_n^{(E)} = \int_{V_0}^{\infty} w_n(V)\,dV = \exp\left(-\frac{nV_0^2}{2\sigma^2}\right),$$

где V_0 — уровень ограничения на выходе каскада совпадений.

При $V_0 = E_0$

$$\alpha_n^{(E)} = \alpha_n^{(A)} = \alpha^n = \alpha_n. \tag{5}$$

Аналогично, для результирующего распределения вероятностей сигнала и помехи на выходе каскада совпадений получаем

$$W_n(V,\ E_c) = nW(V,\ E_c)\left[\int_V^{\infty} W(E,\ E_c)\,dE\right]^{n-1},$$

где $W(E, E_c)$ определяется из (4). Тогда вероятность правильного декодирования

$$\beta_n^{(E)} = \int_{V_0}^{\infty} W_n(V, E_c)\, dV$$

и после замены $\int_{V}^{\infty} W(E, E_c)\, dE = F(V)$ получим

$$\beta_n^{(E)} = \left[\int_{V_0}^{\infty} W(E, E_c)\, dE\right]^n.$$

При $V_0 = E_0$

$$\beta_n^{(E)} = \beta_n^{(A)} = \beta^n = \beta_n. \tag{6}$$

Из (5) и (6) следует, что декодирование по методу совпадений как с предварительным, так и с последующим ограничением обладает одинаковой помехоустойчивостью.

Построим зависимости ошибки декодирования от отношения сигнала к помехе на входе детектора, используя выражения (1)—(3). Как видно из (1), существует уровень ограничения, при котором ошибка декодирования будет минимальной. Это следует из того, что при $x_0 = E_0/\sigma \to 0$ и $x_0 \to \infty$ ошибка декодирования стремится к своему максимальному значению $p_{\text{макс}} = 0{,}5$.

Величину оптимального уровня ограничения, зависящую от значности кода n и отношения сигнала к помехе, можно найти из условия $\partial p/\partial x_0 = 0$, которое приводит к выражению

$$\beta^{n-1}\frac{\partial \beta}{\partial x_0} = \alpha^{n-1}\frac{\partial \alpha}{\partial x_0}.$$

Используя (1) — (4), получим

$$\beta^{n-1} I_0(x_c x_{\text{опт}}) \exp\left(-\frac{x_c^2}{2}\right) = \exp\left[-\frac{(n-1)x_{\text{опт}}^2}{2}\right]. \tag{7}$$

Уравнение (7) можно решить численно.

Расчеты показали, что при оптимальных уровнях ограничения, любых n и $x_c = E_c/\sigma \geqslant 2$ величина β^{n-1} близка к единице и тем ближе, чем больше n и x_c. Поэтому для аналитического определения $x_{\text{опт}}$ положим в (7) $\beta^{n-1} \simeq 1$.

Логарифмируя приближенное выражение (7), найдем

$$(n-1)x_{\text{опт}}^2 + 2\ln I_0(x_c x_{\text{опт}}) - x_c^2 = 0. \tag{8}$$

Известно, что при больших $x_c x_{\text{опт}}$ справедливо выражение

$$\ln I_0(x_c x_{\text{опт}}) \simeq x_c x_{\text{опт}} - 0{,}5 \ln 2\pi x_c x_{\text{опт}}.$$

Пренебрегая в первом приближении логарифмом величины по сравнению с самой величиной, т. е. считая $\ln I_0(x_c x_{\text{опт}}) \simeq x_c x_{\text{опт}}$ (см., например, [2]), получим после решения (8)

$$x_{\text{опт}}^{(1)} = \frac{x_c}{\sqrt{n+1}}. \tag{9}$$

Второе приближение

$$\ln I_0(x_c x_{\text{опт}}) = x_c x_{\text{опт}} - 0{,}5 \ln 2\pi x_c x_{\text{опт}}^{(1)} = x_c x_{\text{опт}} - 0{,}5 \ln \frac{2\pi x_c^2}{\sqrt{n+1}}$$

и

$$x_{\text{опт}}^{(2)} = \frac{x_c}{n-1}\left\{\sqrt{1+(n-1)\left[1+\frac{\ln\frac{2\pi x_c^2}{\sqrt{n}+1}}{x_c^2}\right]}-1\right\}. \qquad (10)$$

При больших x_c и n (10) переходит в (9).

При $n = 1$ выражение (10) приводит к неопределенности. Раскрывая ее, получим

$$x_{\text{опт}}^{(2)} = \frac{x_c}{2}\left[1+\frac{\ln \pi x_c^2}{x_c^2}\right]. \qquad (11)$$

На рис. 3 сплошными линиями нанесены зависимости ошибки декодирования p от отношения H_1 сигнала к помехе по мощности при оптимальных уровнях ограничения. Расчеты производились по формулам

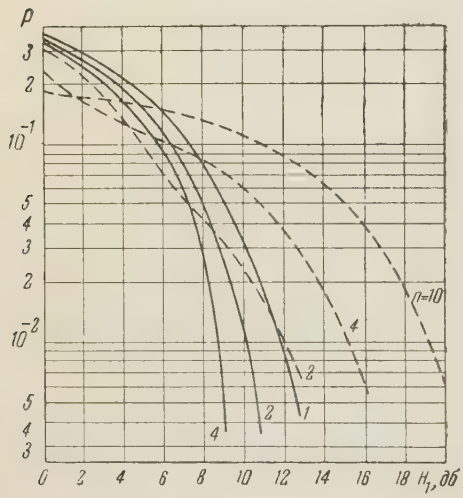


Рис. 3. Зависимости ошибки декодирования от отношения мощности сигнала к мощности помехи на входе детектора для регулярного сигнала:

— метод совпадений; — — — метод суммирования

(1)—(3) с использованием (10) и (11). Из этого рисунка видно, что в случае декодирования по методу совпадений увеличение значности кода при неизменной мощности в импульсе снижает ошибку декодирования.

2. МЕТОД СУММИРОВАНИЯ

Для определения вероятностей ложного и правильного декодирования воспользуемся нормальной аппроксимацией распределения вероятностей суммы n независимых слагаемых помехи и суммы n независимых слагаемых сигнала и помехи.

В этом случае

$$\alpha_n = 0{,}5 - \Phi\left(\frac{E_0 - a_n}{b_n}\right),$$

$$\beta_n = 0{,}5 - \Phi\left(\frac{E_0 - c_n}{d_n}\right),$$

где $\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_0^z \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right)dt$ — интеграл вероятности; $a_n = n\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sigma$ — среднее значение суммы n слагаемых помехи; $b_n = \sqrt{n}\,k_{\text{пп}_0}\sigma$ — стандартное отклонение для суммы n слагаемых помехи; $c_n = n\left(\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sigma + k_{\text{п}=}E_c\right)$ — среднее значение суммы n слагаемых сигнала и помехи; $d_n = \sqrt{n}\,k_{\text{пп}}\sigma$ — стандартное отклонение для суммы n слагаемых сигнала и помехи.

Коэффициенты $k_{\text{п}=}$ и $k_{\text{пп}}$, введенные Е. И. Манаевым [3], учитывают передачу сигнала и помехи детектором. Для линейного безынерционного

детектора

$$k_{\text{п}=}(h) = \frac{\sqrt{1+h^2}}{h}\left[1 - \frac{1}{4}\frac{h^2+0{,}5}{(1+h^2)^2}\right] - \sqrt{\frac{\pi}{4}}\frac{1}{h},$$

$$k_{\text{пп}}(h) = \sqrt{\frac{(0{,}65)^2+h^2}{1+h^2}},\quad k_{\text{пп}_0} = k_{\text{пп}}(0) = 0{,}65.$$

Здесь $h = x_{\text{с}}/\sqrt{2} = E_{\text{с}}/\sqrt{2}\,\sigma$—отношение амплитуды сигнала к амплитуде помехи на входе детектора.

Если относительный уровень ограничения $x_0 = E_0/\sigma$, то

$$\left.\begin{aligned}\alpha_n &= 0{,}5 - \Phi\left[\frac{x_0 - n\sqrt{\frac{\pi}{2}}}{0{,}65\sqrt{n}}\right],\\ \beta_n &= 0{,}5 - \Phi\left[\frac{x_0 - n\left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} + k_{\text{п}=}x_{\text{с}}\right)}{k_{\text{пп}}\sqrt{n}}\right].\end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Для декодирования n-импульсной посылки величина x_0 должна быть выбрана равной

$$x_0 = (n - 0{,}5)\left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} + k_{\text{п}=}x_{\text{с}}\right). \tag{13}$$

Тогда β_n удобно записать в форме

$$\beta_n = 0{,}5 + \Phi\left[\frac{\sqrt{\frac{\pi}{2}} + k_{\text{п}=}x_{\text{с}}}{2k_{\text{пп}}\sqrt{n}}\right]. \tag{14}$$

Для больших $x_{\text{с}}$ $k_{\text{пп}} \to 1$ и $k_{\text{п}=} \to 1 - \sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{1}{x_{\text{с}}}$,

$$\beta_n \simeq 0{,}5 + \Phi\left(\frac{x_{\text{с}}}{2\sqrt{n}}\right). \tag{15}$$

Выражение (15) показывает, что при неизменном отношении сигнала к помехе в импульсе вероятность правильного декодирования уменьшается с ростом n, стремясь к 0,5. В этих же условиях вероятность правильного декодирования в методе совпадений возрастает. Поэтому ошибка декодирования при методе суммирования будет больше, чем при методе совпадений.

На рис. 3 пунктирными линиями отмечены зависимости ошибки декодирования от отношения мощности сигнала к помехе при $n = 2,\ 4,\ 10$. Вычисление производилось по формулам (1), (12)—(14).

Из рассмотрения этих зависимостей видно, что метод суммирования почти всюду дает значительный проигрыш по помехоустойчивости в сравнении с методом совпадений. Только при сравнительно малых отношениях сигнала к помехе наблюдается некоторое преимущество метода суммирования. Это обусловлено тем, что для малых сигналов уровень амплитудного ограничения оказывается близким к оптимальному с точки зрения прохождения суммарного сигнала с минимальной ошибкой. При этом реализуется улучшение отношения сигнала к помехе в $\sqrt{n}$ раз на выходе сумматора.

3. СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ СУММИРОВАНИЯ И СОВПАДЕНИЙ ПРИ ФЛУКТУИРУЮЩЕМ СИГНАЛЕ

В ряде случаев принимаемый сигнал и в отсутствие помехи имеет не постоянную амплитуду (случай регулярного сигнала), а флуктуирует относительно некоторого среднего значения.

Рассмотрим случай, когда амплитуда сигнала на входе детектора распределена по релеевскому закону с наивероятнейшим значением $E_{\text{с}}/\sqrt{2}$.

В этом случае напряжение на выходе линейного детектора как для помехи, так и для сигнала с помехой распределено по релеевскому закону:

$$w(x) = x \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \text{ для помехи,}$$

$$W(x, x_c) = \frac{x}{\sqrt{1+h^2}} \exp\left[-\frac{x^2}{2(1+h^2)}\right] \text{ для сигнала и помехи,}$$

где $x = E/\sigma$ и $h = E_c/\sqrt{2}\sigma$.

Тогда вероятности ложного и правильного декодирования при независимых амплитудах каждого импульса в кодовой группе равны: при методе совпадений

$$\alpha'_n = \exp\left(-\frac{nx_0^2}{2}\right), \tag{16}$$

$$\beta'_n = \exp\left[-\frac{nx_0^2}{2(1+h^2)}\right], \tag{17}$$

при методе суммирования

$$\alpha''_n = 0{,}5 - \Phi\left[\frac{x_0 - n\sqrt{\frac{\pi}{2}}}{0{,}65\sqrt{n}}\right], \tag{18}$$

$$\beta''_n = 0{,}5 - \Phi\left[\frac{x_0 - n\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sqrt{1+h^2}}{0{,}65\sqrt{n}\sqrt{1+h^2}}\right]. \tag{19}$$

Для метода совпадений оптимальный уровень ограничения равен

$$x'_{\text{опт}} = \frac{1}{\sqrt{n}}\sqrt{2\frac{1+h^2}{h^2}\ln(1+h^2)}. \tag{20}$$

Уровень амплитудного ограничения для метода суммирования должен быть установлен равным

$$x''_0 = (n - 0{,}5)\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sqrt{1+h^2}. \tag{21}$$

Подставляя (21) в (19), получим

$$\beta''_n = 0{,}5 + \Phi\left(\frac{0{,}965}{\sqrt{n}}\right). \tag{22}$$

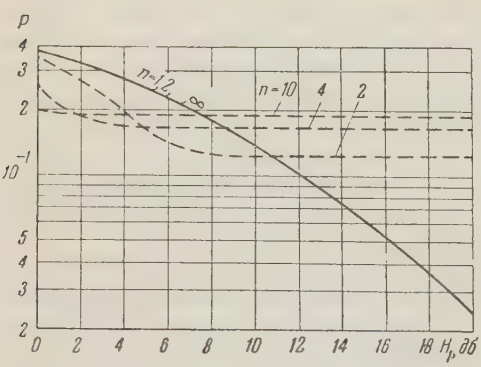


Рис. 4. Зависимости ошибки декодирования от отношения мощности сигнала к мощности помехи на входе детектора для флуктуирующего сигнала:

———— метод совпадений; — — — метод суммирования

На рис. 4 нанесены зависимости ошибки декодирования p от отношения мощности сигнала к помехе, вычисленные по формулам (1), (16)—(18), (20)—(22). Кривые рис. 4 позволяют сделать следующие выводы.

1) Ошибка декодирования флуктуирующего сигнала у обоих методах декодирования больше, чем при декодировании регулярного сигнала той же мощности.

2) Метод суммирования имеет значительный проигрыш по сравнению с методом совпадений при больших сигналах и обладает незначительным преимуществом при малых сигналах, когда ошибка декодирования $p > 0{,}1 \div 0{,}2$.

3) Ошибка декодирования для метода совпадений при неизменной мощности в импульсе не зависит от значности кода и уменьшается с ростом отношения сигнала к помехе в импульсе. Для метода суммирования в тех же условиях, независимо от величины отношения сигнала к помехе, ошибка декодирования с увеличением n растет, стремясь к $p = 0{,}25$ при $n \to \infty$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены два метода декодирования интервальных кодов: метод совпадений и метод суммирования. Сравнение помехоустойчивости обоих методов по отношению к флуктуационной помехе произведено по величине вероятности ошибки декодирования, заключающейся либо в принятии помехи за сигнал, либо в пропуске полезного сигнала. Полученные формулы позволяют определить ошибку декодирования при заданном отношении сигнала к помехе на входе детектора и при любой значности кода.

Проведенный анализ помехоустойчивости позволяет сделать общий вывод о преимуществе метода совпадений по сравнению с методом суммирования в тех наиболее важных случаях, когда требуется малая ошибка декодирования.

Авторы выражают благодарность Е. И. Манаеву за ценные советы и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Бунимович, Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах, Изд. Советское радио, 1951.
2. Ф. М. Вудворд, Теория вероятностей и теория информации с применениями в радиолокации, Изд. Советское радио, 1954, стр. 100.
3. Е. И. Манаев, Об одновременном детектировании сигнала и помехи амплитудным и фазовым детекторами, работающими в режиме линейного безынерционного детектирования, Радиотехника, 1954, **9**, 3, 24.

Кафедра радиотехники
Московского физико-технического института

Поступила в редакцию
26 XI 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 6

О ВОЗДЕЙСТВИИ ЭДС С БЫСТРОИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ЧАСТОТОЙ НА ИНЕРЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

И. С. Гоноровский

Рассмотрены явления, возникающие при переходе мгновенной частоты эдс через нулевое значение, и найден отклик апериодической и резонансной систем на «нулевые биения». Показано, что в случае сильноинерционной системы с полосой прозрачности вблизи нулевой частоты внешнюю силу с быстроизменяющейся частотой можно заменить эквивалентным коротким импульсом. Выявлены условия, при которых отклик цепи на действие эдс с быстроизменяющейся частотой зависит от фазы внешней силы. Высказана мысль о том, что при случайном характере фаз в моменты нулевых биений на выходе инерционной системы возникает случайный импульсный процесс с распределением, которое при некоторых соотношениях между тактовым интервалом и постоянной времени системы приближается к нормальному.

ВВЕДЕНИЕ

При решении задач о действии внешней силы с изменяющейся частотой обычно исходят из допущения об относительной медленности изменения частоты.

При таком подходе оказывается возможным не учитывать переходные процессы, связанные с включением и выключением внешней силы, и, кроме того, отклик системы оказывается не зависящим от фазы этой силы в момент пробега мгновенной частоты через полосу прозрачности системы.

Проникновение методов частотной модуляции в новые отрасли радиоэлектроники выдвигает задачу получения более общего решения, свободного от отмеченных выше ограничений. Большое значение приобретает, в частности, изучение «частотного удара», т. е. случая, когда частота воздействующей силы изменяется настолько быстро, что «время пребывания» частоты сигнала в полосе прозрачности цепи мало по сравнению с постоянной времени этой цепи.

В подобных случаях время, необходимое для возрастания частоты от нуля до значений, близких к полосе прозрачности цепи (или, соответственно, для убывания до нуля), оказывается настолько малым, что явления, связанные с возникновением (или прекращением) силы, начинают играть существенную роль. Значительный интерес представляет также изучение воздействия на инерционные системы «нулевых биений», возникающих при гетеродинировании частотно-модулированных колебаний. Переход разностной частоты через нулевое значение резко повышает относительную скорость изменения этой частоты вблизи момента нулевых биений, что приводит к интересным особенностям при воздействии частотно-модулированных эдс на инерционные системы, полоса прозрачности которых находится в области достаточно низких частот.

1. СТРУКТУРА СИГНАЛА В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ЗНАЧЕНИЙ МГНОВЕННОЙ ЧАСТОТЫ

Для разрешения поставленных выше вопросов исследуем прежде всего структуру колебания в промежутке времени, близком к моменту нулевых биений. Полученные из этого рассмотрения результаты легко распространяются на другие частные случаи изменения частоты.

Пусть на вход обычного смесителя подаются два колебания с постоянными амплитудами, но с изменяющимися частотами $\omega_1(t)$ и $\omega_2(t)$. На выходе смесителя выделяется колебание с разностной частотой, которое можно записать в форме

$$a(t) = A\cos\left[\int(\omega_1(t) - \omega_2(t))\,dt\right] = A\cos\varphi(t). \qquad (1)$$

Совмещая момент нулевых биений, получающихся при $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$, с началом отсчета времени, можем считать, что при любом (но монотонном) характере изменения частот $\omega_1(t)$ и $\omega_2(t)$ в достаточной близости от точки $t = 0$ функция

$$\Omega(t) = \omega_1(t) - \omega_2(t)$$

линейна и нечетна относительно t. Из этого факта вытекает четность функции $a(t)$ относительно t (вблизи точки $t = 0$).

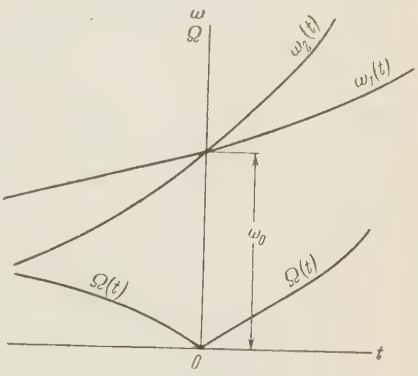


Рис. 1

Введем теперь мгновенную частоту выходного колебания, определяемую как

$$|\Omega(t)| = |\omega_1(t) - \omega_2(t)|,$$

иными словами,

$$|\Omega(t)| = \left|\frac{d\varphi(t)}{dt}\right|.$$

Общий характер изменения $\omega_1(t)$, $\omega_2(t)$ и $|\Omega(t)|$ показан на рис. 1.

Перепишем (1) в форме

$$a(t) = A\cos\psi(t)$$

и постараемся выразить фазу $\psi(t)$ через $|\Omega(t)|$.

Очевидно, что при подходе к моменту нулевых биений слева имеем

$$\psi_{t<0}(t) = \psi_{01} - \int_{-|t|}^{0} |\Omega(t)|\,dt,$$

где ψ_{01} — полный набег фазы за время от начала существования функции $a(t)$ до $t = 0$.

Для $t > 0$ аналогичное выражение следует записывать в виде

$$\psi_{t>0}(t) = \psi_{02} + \int_{0}^{t} |\Omega(t)|\,dt.$$

Основываясь на отмеченной выше четности функции $a(t)$ относительно t (вблизи $t = 0$), можем положить

$$\cos\psi(-t) = \cos\psi(t),$$

откуда следует условие

$$\psi(-t) = \pm\psi(t)$$

или

$$\left(\psi_{01} - \int_{-|t|}^{0} |\Omega(t)|\,dt\right) = \pm\left(\psi_{02} + \int_{0}^{t} |\Omega(t)|\,dt\right),$$

что приводит к равенству $\psi_{02} = -\psi_{01} = -\psi_0$.

Итак, при отсчете времени с момента нулевых биений колебание на выходе смесителя можно представлять в форме

$$\left.\begin{aligned} a(t) &= A\cos\left(\psi_0 - \int_{-|t|}^{0} |\Omega(t)|\,dt\right),\ t<0,\\ a(t) &= A\cos\left(\psi_0 - \int_{0}^{t} |\Omega(t)|\,dt\right),\ t>0. \end{aligned}\right\}$$

В частном случае линейного изменения $\Omega(t)$, когда

$$\left.\begin{aligned} |\Omega(t)| &= -2\beta t,\ t<0,\\ |\Omega(t)| &= 2\beta t,\quad t>0, \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

получаем следующее выражение:

$$a(t) = A\cos(\psi_0 - \beta t^2), \tag{3}$$

справедливое для $t \leqslant 0$.

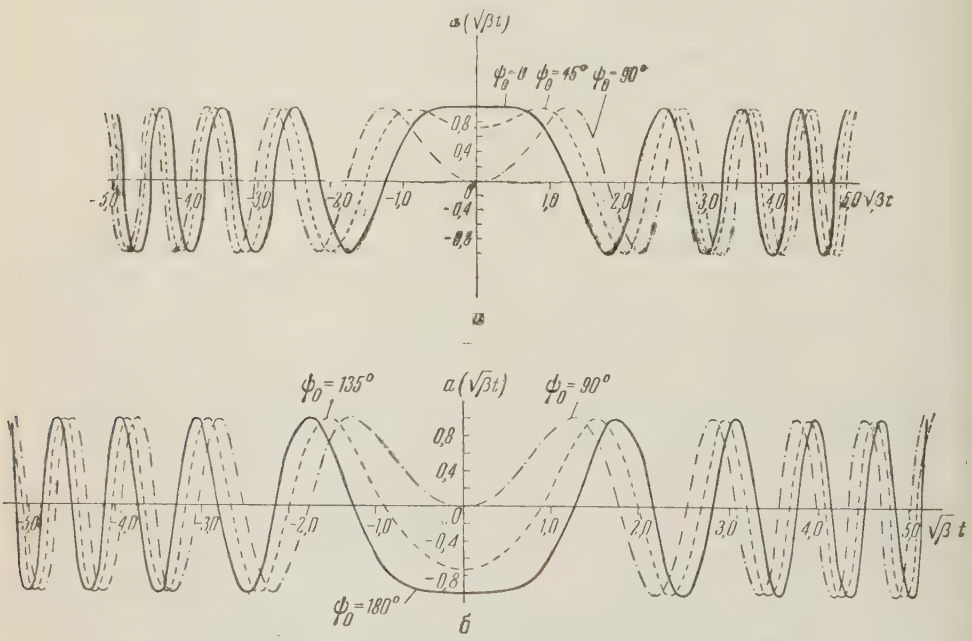


Рис. 2

В тех случаях, когда желательно подчеркнуть положительность производной $\psi(t)$ (т. е. частоты колебания), выражение (3) для $t<0$ следует представлять в виде

$$a(t) = A\cos(\beta t^2 - \psi_0).$$

Основной интерес представляет рассмотрение случая, когда $|\Omega(t)$ изменяется линейно в интервале значений $|t|$ настолько большом, что на границах этого интервала $\pm t_m$ выполняется условие $\beta t_m^2 \gg 1$. Тогда при достаточно больших значениях $|t|$, лежащих внутри указанного интервала, колебание имеет форму, близкую к синусоидальной (в пределах одного цикла).

При малых же значениях $|t|$ форма колебания сильно искажается, причем характер искажения сильно зависит от начальной фазы ψ_0. Диаграммы $a(\sqrt{\beta}t)$ для нескольких значений ψ_0 изображены на рис. 2, *а*, *б*.

С точки зрения воздействия на инерционные системы, основное значение имеет интегральный эффект. Найдем поэтому функцию

$$G(\sqrt{\beta}t) = \int_{-t_1}^{t} a(\sqrt{\beta}s)\, d(\sqrt{\beta}s), \tag{4}$$

где $-t_1$ — начало действия рассматриваемого колебания с разностной частотой $\Omega(t)$*.

Если функция $\Omega(t)$ изменяется монотонно (как при $t<0$, так и при $t>0$), то величина интеграла (4) определяется в основном участком пути интегрирования, близким к $t=0$. Можно, следовательно, при вычислении интеграла (4) распространить условие (2), а также и выражение (3), на весь путь интегрирования.

Таким образом,

$$G(\sqrt{\beta}t) = \frac{1}{\sqrt{\beta}} \int_{-\sqrt{\beta}t_1}^{\sqrt{\beta}t} \cos(\psi_0 - \beta s^2)\, d(\sqrt{\beta}\, s) =$$

$$= \sqrt{\frac{\pi}{2\beta}} \left\{ \cos\psi_0 \left[C\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t_1 \right) - C\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} |t| \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \sin\psi_0 \left[S\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t_1 \right) - S\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} |t| \right) \right] \right\} \text{ при } t<0$$

и

$$G(\sqrt{\beta}t) = \sqrt{\frac{\pi}{2\beta}} \left\{ \cos\psi_0 C\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t_1 \right) + \sin\psi_0 S\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t_1 \right) \right\} +$$

$$+ \sqrt{\frac{\pi}{2\beta}} \left\{ \cos\psi_0 C\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t \right) + \sin\psi_0 S\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t \right) \right\} \text{ при } t>0.$$

Здесь

$$\left.\begin{aligned} C\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t \right) &= \int_0^{\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t} \cos\left(\frac{\pi}{2} z \right)^2 dz, \\ S\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t \right) &= \int_0^{\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t} \sin\left(\frac{\pi}{2} z \right)^2 dz. \end{aligned}\right\} \text{ — интегралы Френеля.}$$

Основной интерес представляет случай

$$\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t_1 \gg 1,$$

при котором справедливы соотношения

$$C\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t_1 \right) \simeq S\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t_1 \right) \simeq \frac{1}{2}.$$

При этом

$$G(\sqrt{\beta}t) = \sqrt{\frac{\pi}{2\beta}} \frac{1}{2} \left\{ \cos\psi_0 \left[1 - 2C\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} |t| \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \sin\psi_0 \left[1 - 2S\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} |t| \right) \right] \right\} \text{ при } t<0$$

и

$$G(\sqrt{\beta}t) = \sqrt{\frac{\pi}{2\beta}} \frac{1}{2} \left\{ \cos\psi_0 \left[1 + 2C\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \sin\psi_0 \left[1 + 2S\left(\sqrt{\frac{2\beta}{\pi}} t \right) \right] \right\} \text{ при } t>0.$$

* Здесь и в дальнейшем под $\Omega(t)$ подразумевается абсолютная величина разностной частоты, выделяемой на выходе преобразователя.

При $\sqrt{\beta}t \to \infty$ получаем

$$G(\infty) \simeq \sqrt{\frac{\pi}{2\beta}}(\cos\psi_0 + \sin\psi_0) = \sqrt{\frac{\pi}{\beta}}\cos\left(\psi_0 - \frac{\pi}{4}\right).$$

Графики функции $G(\sqrt{\beta}t)$ для нескольких значений ψ_0 изображены на рис. 3. Из рассмотрения этих графиков видно, что величина $G(\infty)$ формируется в относительно коротком промежутке времени, обозначенном на рис. 3 через $2\sqrt{\beta}\,|t_0|$. При воздействии рассматриваемого колебания на сильноинерционные системы, когда можно пренебречь быстрыми

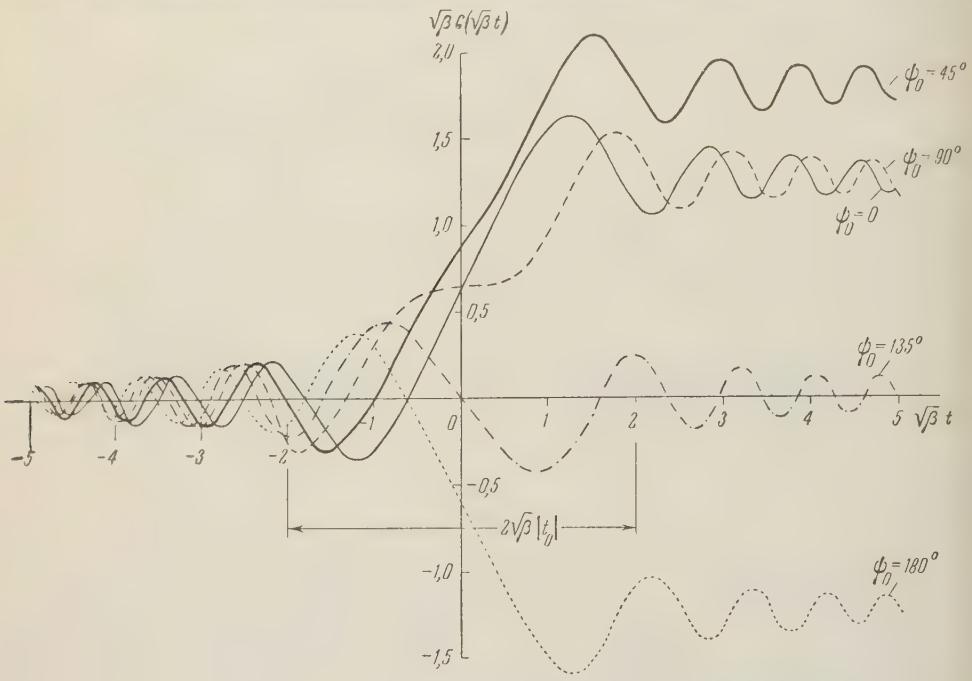


Рис. 3

изменениями $G(\sqrt{\beta}\,t)$, величину $\sqrt{\beta}\,|t_0|$ допустимо принимать равной $1 \div 2$. Заметим, что величина $\sqrt{\beta}t_0$ фактически определяет минимальное значение Ω, начиная с которого вообще есть смысл говорить о частоте колебания. Именно $\Omega_{\text{мин}} = \Omega(t_0) = 2\beta\,|t_0| = 2\sqrt{\beta}\sqrt{\beta}\,|t_0| = 2\sqrt{\beta}\,(1 \div 2)$. Иными словами, при $0 < \Omega < \Omega(t_0)$ сигнал имеет столь искаженную форму, что воздействие на систему, полоса прозрачности которой лежит в области $0 \div \Omega(t_0)$, приобретает характер ударного воздействия, интенсивность которого зависит от начальной фазы сигнала (т. е. фазы в момент перехода частоты через нулевое значение).

Если постоянная времени рассматриваемой системы (апериодической) или период собственных колебаний велики по сравнению с величиной $\sqrt{\beta}t_0$, то при указанных выше условиях действующую на систему силу $a(\sqrt{\beta}t)$ можно заменить эквивалентным (по площади) импульсом, равным

$$f(t) = G(\infty)\,\delta(t) = \sqrt{\frac{\pi}{\beta}}\cos\left(\psi_0 - \frac{\pi}{4}\right)\delta(t), \qquad (5)$$

где $\delta(t)$ — дельта-функция.

В тех случаях, когда речь идет не о нулевых биениях, а просто о линейном убывании частоты вплоть до нулевого значения (при $t = 0$)

или же о линейном возрастании частоты, начиная с нулевого значения (при $t = 0$), для нахождения отклика сильноинерционной системы с полосой прозрачности вблизи нулевой частоты можно воспользоваться выражением, аналогичным (5), но с заменой $G(\infty)$ на $G(0)$. При этом получаем

$$f(t) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{\beta}}\cos\left(\psi_0 - \frac{\pi}{4}\right)\delta(t). \qquad (6)$$

Из всего хода предыдущих рассуждений видно, что полученные выражения сохраняют свою силу для произвольных функций $\Omega(t)$, если только в интересующем нас промежутке, примыкающем к моменту перехода Ω через нулевое значение, обеспечивается линейность изменения $\Omega(t)$.

2. ВОЗДЕЙСТВИЕ НУЛЕВЫХ БИЕНИЙ НА ИНТЕГРИРУЮЩЕЕ ЗВЕНО

Пусть частота сигнала, полученного в результате гетеродинирования, изменяется по закону, представленному на рис. 4. Через Ω_1 обозначена наивысшая разностная частота, выделяемая на выходе преобразователя. Амплитуду сигнала в указанной полосе считаем постоянной и равной единице. Сигнал подается на вход фильтра нижних частот, импульсная характеристика которого имеет вид

$$g(t) = \alpha e^{-\alpha t}. \qquad (7)$$

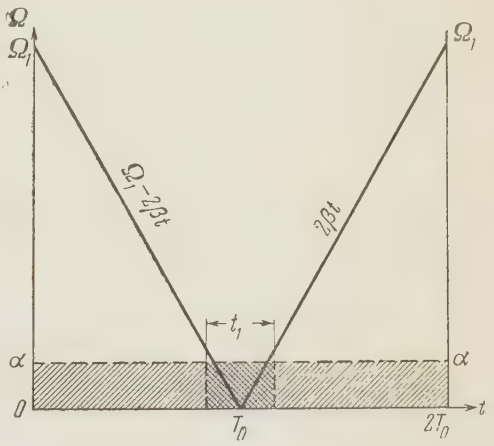


Рис. 4

Коэффициент затухания α может рассматриваться как полоса пропускания фильтра, определяемая по ослаблению до $1/\sqrt{2}$.

Не делая пока никаких допущений относительно порядка величины времени пребывания мгновенной частоты сигнала в полосе прозрачности фильтра, обозначенного на рис. 4 через t_1 и зависящего от соотношения между β и α, найдем точное выражение для отклика фильтра на один цикл изменения частоты сигнала.

Исходя из общего выражения

$$u_{\text{вых}}(t) = \int_0^t e(s)\, g(t-s)\, ds$$

и учитывая (3) и (7), получаем следующее выражение для напряжения на выходе фильтра, справедливое для $0 < t < 2T_0$:

$$u_{\text{вых}}(t) = \alpha \int_0^t e^{-\alpha(t-s)} \cos\left[\psi_0 - \beta(s - T_0)^2\right] ds =$$

$$= \alpha e^{-\alpha(t-T_0)}\, \mathrm{Re}\left\{e^{i\psi_0} e^{-d^2} \int_{-T_0}^{t-T_0} e^{(i\sqrt{i\beta}\, s_1 + d)^2}\, ds_1\right\}. \qquad (8)$$

Здесь T_0 — момент нулевых биений; $s_1 = s - T_0$;

$$d = \frac{\alpha}{2\sqrt{\beta}\, i\sqrt{i}} = -\frac{\alpha}{2\sqrt{2\beta}}(1+i).$$

Переходя к новой переменной $\xi = i\sqrt{i\beta}\,s_1 + d$, приводим (8) к виду

$$u_{\text{вых}}(t) = \alpha e^{-\alpha(t-T_0)}\operatorname{Re}\left\{-ie^{i\left(\psi_0-\frac{\pi}{4}\right)}e^{-d^2}\int\limits_{d-i\sqrt{i\beta}\,T_0}^{d+i\sqrt{i\beta}\,(t-T_0)} e^{\xi^2}d\xi\right\} =$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{\alpha}{\sqrt{\beta}}\,e^{-\alpha(t-T_0)}\operatorname{Re}\left\{e^{i\left(\psi_0-\frac{\pi}{4}\right)}\left[e^{Z_1^2-d^2}W(Z_1) - e^{Z_2^2-d^2}W(Z_2)\right]\right\}, \qquad (9)$$

где

$$W(Z) = e^{-Z^2}\left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^Z e^{x^2}dx\right)$$

— табулированные [2] функции, аргументы которых определяются следующими выражениями:

$$Z_1 = d - i\sqrt{i\beta}\,T_0 = \frac{(2\beta T_0 - \alpha) - i(2\beta T_0 + \alpha)}{2\sqrt{2\beta}},$$

$$Z_2 = d + i\sqrt{i\beta}\,(t-T_0) = -\frac{1}{2\sqrt{2\beta}}\{[2\beta(t-T_0)+\alpha] - i[2\beta(t-T_0)-\alpha]\}.$$

Учитывая, что

$$Z_1^2 - d^2 = -(\alpha T_0 + i\beta T_0^2),$$

$$Z_2^2 - d^2 = \alpha(t-T_0) - i\beta(t-T_0)^2,$$

выражение (9) можно привести к виду

$$u_{\text{вых}}(t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{\alpha}{\sqrt{\beta}}\operatorname{Re}\left\{e^{i\left(\psi_0-\frac{\pi}{4}\right)}\left[e^{-\left(\alpha t+i\beta T_0^2\right)}W(Z_1) - e^{-i\beta(t-T_0)^2}W(Z_2)\right]\right\} \qquad (10)$$

при

$$0 < t < 2T_0.$$

Для $t > 2T_0$ напряжение на выходе фильтра с импульсной характеристикой (7) имеет вид

$$u_{\text{вых}}(t) = u_{\text{вых}}(2T_0)\,e^{-\alpha(t-2T_0)}, \qquad (11)$$

где, в соответствии с (10),

$$u_{\text{вых}}(2T_0) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{\alpha}{\sqrt{\beta}}\operatorname{Re}\{e^{i\left(\psi_0-\frac{\pi}{4}\right)}[e^{-(2\alpha T_0+i\beta T_0^2)}W(Z_1) - e^{-i\beta T_0^2}W(Z_2(2T_0))]\},$$

а

$$Z_2(2T_0) = d + i\sqrt{i\beta}\,T_0 = -\frac{1}{2\sqrt{2\beta}}\{(2\beta T_0 + \alpha) - i(2\beta T_0 - \alpha)\}.$$

В наиболее интересном для практики случае, когда выполняются условия

$$2\beta T_0 \gg \alpha \quad \text{и} \quad \sqrt{\beta}\,T_0 \gg 1,$$

можно считать

$$Z_1 \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\beta}\,T_0(1-i),\ |Z_1| \gg 1,\ W(Z_1) \simeq 2e^{i\beta T_0^2};$$

$$Z_2(2T_0) \simeq -\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\beta}\,T_0(1-i),\ |Z_2(2T_0)| \gg 1,\ W[Z_2(2T_0)] \simeq 0.$$

При этих условиях выражение (10) переходит в следующее:

$$u_{\text{вых}}(t) \simeq \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{\alpha}{\sqrt{\beta}}\operatorname{Re}\{e^{i\left(\psi_0-\frac{\pi}{4}\right)}[2 - e^{-i\beta(t-T_0)^2}W(Z_2)]\} \qquad (12)$$

при

$$0 < t < 2T_0,$$

а выражение (11) для $t > 2T_0$ принимает вид

$$u_{\text{вых}}(t) = \sqrt{\pi}\frac{\alpha}{\sqrt{\beta}}\cos\left(\psi_0 - \frac{\pi}{4}\right)e^{-\alpha t}. \qquad (13)$$

Сделанные при выводе выражения (13) допущения позволяют заменить нулевые биения эквивалентным импульсом, определяемым выражением (5). Естественно, что результат (13) может быть получен простым умножением этого импульса на импульсную характеристику фильтра * $g(t)$, определяемую выражением (7).

Итак, начиная с моментов времени t, отвечающих условию $\sqrt{\beta}(t-T_0)\gg 1$, напряжение на выходе фильтра нижних частот имеет форму импульсной характеристики (в данном случае экспоненциального импульса) с начальной амплитудой, пропорциональной отношению полосы пропускания α к половинной степени скорости изменения круговой частоты 2β. Кроме того, амплитуда зависит от начальной фазы ψ_0 сигнала в момент нулевых биений.

Для определения тонкой структуры отклика фильтра в пределах относительно короткого интервала времени вблизи момента нулевых биений ($\sqrt{\beta}|t - T_0| \leqslant 5 \div 10$) необходимо исходить из более точного решения (12), а в общем случае — из решения (10). При больших скоростях изменения частоты сигнала 2β роль указанного интервала в общей картине протекания процесса обычно весьма незначительна.

3. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА РЕЗОНАНСНЫЕ СИСТЕМЫ

Рассмотрим сигнал, частота которого, начиная с $t = 0$, линейно возрастает по закону $\Omega(t) = 2\beta t$.

Пусть полоса прозрачности резонансной системы расположена в области частот, «пораженных» нулевыми биениями, т. е. в области, где форма сигнала теряет свою синусоидальную форму (см. § 1).

Исходя из общего выражения вида

$$u_{\text{вых}}(t) = \int_0^t e(s)\,g(t-s)\,ds,$$

где

$$e(t) = \cos(\beta t^2 - \psi_0),$$

и задавая импульсную переходную характеристику колебательной системы в виде**

$$g(t) = Ae^{-\alpha t}\cos\omega_0 t, \qquad (14)$$

---

* К аналогичному выводу пришел Д. Е. Вакман в [3] при рассмотрении воздействия частотно-модулированного колебания на избирательную систему по методу «импульсной реакции». Следует, однако, иметь в виду, что использованная в указанной работе аналогия с нулевыми биениями (см. стр. 1618) является весьма условной и не отвечает действительной структуре колебания на выходе смесителя, поскольку принимается, что разностная частота может иметь любой знак. Это обстоятельство не существенно, конечно, для задачи, решаемой в [3], а именно — для нахождения огибающей колебания на выходе резонансной системы при допущении о слабой роли процессов включения и выключения эдс.

** При $A = 2\alpha$ выбранная форма $g(t)$ соответствует падению напряжения на омическом сопротивлении, включенном в контур, для которого $\alpha \ll \omega_0$. Все последующие рассуждения и заключения полностью сохраняют свою силу и для съема напряжения с одного из реактивных элементов контура. Необходимо лишь при этом под A подразумевать величину $2\alpha Q$ (Q — добротность контура), а в окончательных выражениях (17), (18) $\cos\omega_0 t$ заменить $\sin\omega_0 t$ и в (15), (16) — Re на Im.

получаем

$$u_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{2} Ae^{-\alpha t} \int_0^t e^{\alpha s} [\cos(\beta s^2 - \omega_0 s + \omega_0 t - \psi_0) +$$

$$+ \cos(\beta s^2 + \omega_0 s - \omega_0 t - \psi_0)]\, ds =$$

$$= \frac{1}{2} A_0 \operatorname{Re}\left[e^{-(\alpha - i\omega_0)t - i\psi_0} \int_0^t e^{i\beta s^2 + (\alpha - i\omega_0)s}\, ds + e^{-(\alpha + i\omega_0)t - i\psi_0} \int_0^t e^{i\beta s^2 + (\alpha + i\omega_0)s}\, ds\right]. \tag{15}$$

При помощи преобразований, аналогичных приведенным выше, уравнение (15) нетрудно привести к виду

$$u_{\text{вых}}(t) = \frac{A}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\beta}} \operatorname{Re}\left\{e^{-i\left(\psi_0 - \frac{\pi}{4}\right)} [e^{i\beta t^2} (W(Z_3) + W(Z_4)) - \right.$$

$$\left. - (W(Z_5)\, e^{-(\alpha - i\omega_0)t} + W(Z_6)\, e^{-(\alpha + i\omega_0)t})]\right\}, \tag{16}$$

где

$$Z_3 = \sqrt{i\beta}\, t + \frac{\alpha - i\omega_0}{2\sqrt{i\beta}}; \qquad Z_4 = \sqrt{i\beta}\, t + \frac{\alpha + i\omega_0}{2\sqrt{i\beta}};$$

$$Z_5 = \frac{\alpha - i\omega_0}{2\sqrt{i\beta}}; \qquad Z_6 = \frac{\alpha + i\omega_0}{2\sqrt{i\beta}}.$$

При не слишком большой скорости изменения частоты 2β, т. е. при выполнении условия

$$\frac{\omega_0}{2\sqrt{2\beta}} \gg 1,$$

аргументы Z_4 и Z_6 очень велики (по модулю) и кроме того расположены всегда в первом квадранте комплексной плоскости (поскольку $\omega_0 \gg \alpha$), поэтому

$$W(Z_4) \simeq W(Z_6) \to 0.$$

В этом случае начальная фаза сигнала не оказывает влияния на амплитуду выходного колебания и решение (16) совпадает с результатом, полученным в [1].

Здесь мы остановимся на другом крайнем случае, когда $\omega_0/2\sqrt{2\beta} \ll 1$. Рассматривая $u_{\text{вых}}(t)$ при достаточно больших значениях t, именно при выполнении условия $\sqrt{\beta}\, t \gg 1$, и учитывая, что $\omega_0 \gg \alpha$, можем считать

$$Z_3 \simeq \frac{2\beta t - \omega_0}{2\sqrt{2\beta}} (1 + i), \quad |Z_3| \gg 1, \quad W(Z_3) \to 0;$$

$$Z_4 \simeq \frac{2\beta t + \omega_0}{2\sqrt{2\beta}} (1 + i), \quad |Z_4| \gg 1, \quad W(Z_4) \to 0;$$

$$Z_5 \simeq -\frac{\omega_0}{2\sqrt{2\beta}} (1 + i), \quad |Z_5| \ll 1, \quad W(Z_5) \to 1;$$

$$Z_6 \simeq \frac{\omega_0}{2\sqrt{2\beta}} (1 + i), \quad |Z_6| \ll 1, \quad W(Z_6) \to 1.$$

В этом случае решение уравнения (16) упрощается и принимает форму

$$u_{\text{вых}}(t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{A}{\sqrt{\beta}} \cos\left(\psi_0 - \frac{\pi}{4}\right) e^{-\alpha t} \cos \omega_0 t. \tag{17}$$

При сделанных допущениях относительно малости $\omega_0/2\sqrt{2\beta}$ к этому результату можно придти как и ранее при рассмотрении апериодического фильтра, непосредственным умножением эквивалентного импульса (см. (6)) на импульсную переходную характеристику цепи (14).

Структура колебаний в резонансной системе принимает характер свободного колебания, и от скорости изменения частоты внешней силы зависит лишь начальная амплитуда этого колебания. Эта амплитуда определяется кроме того фазой колебания в момент «прохода» мгновенной частоты через полосу прозрачности цепи (практически в момент $t \to 0$).

К аналогичным результатам можно придти и для случая линейного убывания частоты от Ω_1 (достаточно большой по сравнению с ω_0) до $\Omega = 0$.

При $\omega_0/2\sqrt{2\beta} \ll 1$, в частности для моментов времени, достаточно удаленных от момента обращения мгновенной частоты в нуль, приближенное решение получается таким же, как для предыдущего случая (см. (17)). При этом счет времени ведется относительно момента, при котором мгновенная частота достигает нуля.

Объединение полученных выше результатов для убывающей и возрастающей частот позволяет получить решение для случая воздействия нулевых биений на резонансные системы. Именно, при относительно медленном изменении частоты внешней силы, отклик системы представляет собой разделенную во времени последовательность двух откликов: одного — при убывании и другого — при возрастании частоты. С повышением скорости 2β оба отклика начинают перекрываться, а при выполнении условия $\omega_0/2\sqrt{2\beta} \ll 1$ сливаются в один отклик, который можно найти удвоением правой части выражения (17), т. е.

$$u_{\text{вых}}(t) = \sqrt{\pi}\,\frac{A}{\sqrt{\beta}} \cos\left(\psi_0 - \frac{\pi}{4}\right) e^{-at} \cos \omega_0 t. \qquad (18)$$

Напомним, что A имеет смысл полосы пропускания колебательной системы (см. сноску** на стр. 909).

На основании полученных результатов нетрудно придти к заключению, что при периодическом повторении нулевых биений (например при гетеродинировании колебания с периодически изменяющейся частотой) на выходе инерционной системы будет иметь место импульсная последовательность, характеризующаяся изменением амплитуды отдельных импульсов с одинаковыми тактовыми интервалами в зависимости от фазы колебания в моменты обращения $\Omega(t)$ в нуль.

Можно также высказать мысль, что при соответствующем подборе законов изменения подаваемых к преобразователю частот $\omega_1(t)$ и $\omega_2(t)$, обеспечивающем случайность фаз ψ_0 выходного колебания в моменты нулевых биений, амплитуды импульсов должны быть распределены по закону, совпадающему с распределением гармонического колебания со случайной фазой. При большом превышении постоянной времени системы над интервалами между импульсами должна иметь место нормализация рассматриваемого случайного процесса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изменение мгновенной частоты $\Omega(t)$ со скоростью 2β приводит к резкому искажению формы колебания на участках времени, где $\Omega(t)/\sqrt{2\beta}$ оказывается малой величиной. Это положение, подробно рассмотренное выше для линейного изменения частоты, может быть распространено на произвольную функцию $\Omega(t)$ в окрестности нулевого значения $\Omega(t)$. По своему действию на сильноинерционные линейные системы эдс с быстроизменяющейся, проходящей через нулевое значение частотой может быть заменена эквивалентным импульсом, возникающим в момент обращения $\Omega(t)$ в нуль. Величина (площадь) этого импульса зависит не только от ско-

рости изменения круговой частоты Ω, но также и от фазы ϕ_0 колебания в момент прохождения $\Omega(t)$ через нулевое значение. При нулевых биениях, возникающих при гетеродинировании частотно-модулированных колебаний, эквивалентный импульс пропорционален $\cos(\phi_0 - \frac{\pi}{4})$. Отклик сильноинерционной системы на нулевые биения с достаточной для практики точностью может быть определен умножением эквивалентного импульса на импульсную переходную характеристику системы. Если в результате взаимодействия двух колебаний с изменяющимися частотами фазы ϕ_0 образуют последовательность случайных величин, то эквивалентные импульсы образуют случайный импульсный процесс. При воздействии на системы, постоянная времени которых значительно превышает интервал между импульсами, должна иметь место нормализация указанного случайного процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Гоноровский, О прохождении импульсов с линейно изменяющейся частотой заполнения через избирательные системы, Радиотехника и электроника, 1958, 3, 12, 1485.
2. В. Н. Фаддеева, Н. М. Терентьев, Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента, ГИТТЛ, 1954.
3. Д. Е. Вакман, К расчету переходных процессов при частотной модуляции, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 10, 1617.

Поступила в редакцию
19 XII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 6

РАСЧЕТ РАДИОЛИНЗ С ПОСТОЯННЫМ КОЭФФИЦИЕНТОМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Ю. Б. Молочков

При помощи векторной записи поверхностей найдены соотношения между поверхностью преломления и падающим и преломленным волновыми фронтами. Рассматривается построение линз с заданной формой одной поверхности.

ВВЕДЕНИЕ

В качестве антенн на сверхвысоких частотах находят широкое применение радиолинзы различных видов. Интерес к радиолинзам в последнее время значительно повысился в связи с разработкой новых типов диэлектриков, обладающих малыми потерями, и методов устранения отражений от поверхностей линз.

Наиболее простыми являются линзы с постоянным коэффициентом преломления, которые аналогичны линзам, применяемым в оптике. Как правило, при помощи линз преобразовывали сферический или цилиндрический волновой фронт первичного источника в плоский фронт в раскрыве. Однако линзы могут найти применение и в качестве составного элемента сложной антенны, когда необходимо преобразовывать волновые фронты более сложной формы. Для построения преломляющей поверхности в каждом отдельном случае необходимо при помощи закона преломления или закона равенства длины оптического пути получить уравнение этой поверхности. Поэтому представляет интерес найти выражение, связывающее поверхности волновых фронтов и поверхность преломления в общем случае, что позволит сразу получить одну из поверхностей по заданным двум другим.

Соотношение между волновыми фронтами и поверхностью преломления в общем виде можно получить, используя векторную запись поверхностей линзы и волновых фронтов. Впервые такая запись была использована Келлехером [1] для расчета зеркальных антенн. Ниже рассматривается применение такой методики для расчета различных линзовых систем.

1. ПРЕЛОМЛЕННЫЙ ВОЛНОВОЙ ФРОНТ

Пусть необходимо определить преломленный волновой фронт $\mathbf{Y}$ (рис. 1) по заданным падающему волновому фронту $\mathbf{X}(u, v)$, находящемуся в среде с коэффициентом преломления n_x, и преломляющей поверхности $\mathbf{L}(s, t)$, отделяющей среду с коэффициентом преломления n_x от среды, имеющей коэффициент преломления n_y.

Учитывая, что длина оптического пути Π между двумя волновыми фронтами вдоль любого луча одна и та же, можно записать:

$$\mathbf{Y} = \mathbf{L} + \frac{1}{n_y}(\Pi - |\mathbf{L} - \mathbf{X}|\, n_x)\,\xi_y. \qquad (1)$$

В (1) неизвестным является единичный вектор ξ_y, нормальный к преломленному фронту $\mathbf{Y}$. Если ξ_x — единичная нормаль к падающему фронту $\mathbf{X}$, η — единичная нормаль к поверхности преломления $\mathbf{L}$, то из за-

кона преломления следует, что

$$\xi_y = \alpha\eta + \beta\xi_x,$$
$$n_y \sin\varphi = n_x \sin\psi. \tag{2}$$

Из рис. 2 видно, что

$$\alpha = \cos\varphi - \sin\varphi \operatorname{ctg}\psi,$$
$$\beta = \cos(\psi - \varphi) - \sin(\psi - \varphi)\operatorname{ctg}\psi. \tag{3}$$

Из (2) и (3) можно найти выражение для ξ_y через известные величины:

$$\xi_y = \{\sqrt{1 - N^2[1 - (\xi_x\eta)^2]} - N\xi_x\eta\}\,\eta + N\xi_x, \tag{4}$$

где $N = n_x / n_y$.

Подставляя (4) в (1), получаем соотношение, определяющее волновой фронт **Y**:

$$\mathbf{Y} = \mathbf{L} + \frac{1}{n_y}(\Pi - |\mathbf{L} - \mathbf{X}|\,n_x)\{[\sqrt{1 - N^2[1 - (\xi_x\eta)^2]} - N\xi_x\eta]\,\eta + N\xi_x\}. \tag{5}$$

Если интересоваться только формой поверхности преломленного фронта, то в выражении (5) Π можно положить равным нулю. При этом получим поверхность, параллельную поверхности преломленного фронта. Эта

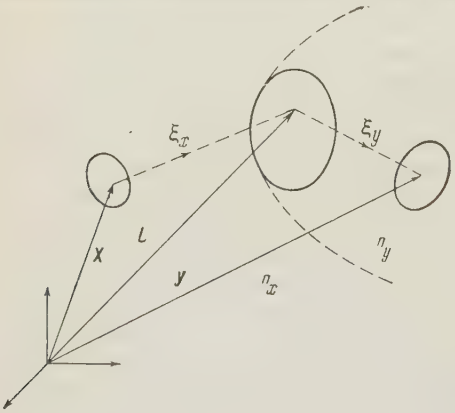


Рис. 1

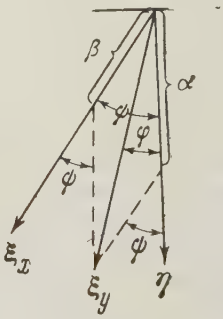


Рис. 2

поверхность также определяет искомую нормальную конгруэнцию лучей. Келлехер называет такие поверхности фиктивным волновым фронтом. Фиктивный волновой фронт, например, для одноповерхностной линзы с гиперболической формой преломляющей поверхности

$$r = f\frac{n-1}{n\cos\varphi - 1}$$

представляет собой плоскость, проходящую через точку на оси линзы с координатой $f\dfrac{n-1}{n}$ перпендикулярно этой оси.

В общем случае вектор, определяющий заданную поверхность, является функцией двух переменных. Вектор преломленного волнового фронта **Y** зависит как от вектора падающего фронта **X**, так и от вектора преломляющей поверхности **L**, каждый из которых представляет собой функцию двух переменных. Следовательно, фронт **Y** зависит от четырех переменных, связь между которыми необходимо найти, чтобы он стал функцией только двух переменных. То обстоятельство, что лучи нормальны к поверх-

ности соответствующего волнового фронта, позволяет написать соотношения

$$(\mathbf{L}-\mathbf{X})\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial u}=0, \qquad (\mathbf{L}-\mathbf{X})\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial v}=0, \tag{6}$$

определяющие аналитическую связь между точками, лежащими на поверхностях **X** и **L**.

Из (6) можно получить необходимую зависимость между переменными:

$$s=s(u,\ v), \qquad t=t(u,\ v)$$

и таким образом выразить преломленный волновой фронт как функцию только двух переменных u, v.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОРМЫ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Если необходимо преобразовать заданный падающий волновой фронт $\mathbf{X}(u,\ v)$, находящийся в среде с коэффициентом преломления n_x, в заданный преломленный волновой фронт $\mathbf{Y}(p,\ q)$ в среде с коэффициентом преломления n_y, то необходимую для этого форму граничной (преломляющей) поверхности между средами можно определить, решая уравнение (1) относительно **L**. Меняя для удобства направление ξ_y вектора на обратное, получим

$$\mathbf{L}=\mathbf{Y}+\frac{1}{n_y}(\Pi-|\mathbf{L}-\mathbf{X}|n_x)\,\xi_y. \tag{7}$$

Для определения модуля неизвестного вектора $\mathbf{L}-\mathbf{X}$ вычтем из обеих частей равенства (7) вектор **X** и возведем левую и правую части (скалярно) в квадрат. В результате получается квадратное уравнение относительно модуля $\mathbf{L}-\mathbf{X}$, решение которого будет иметь вид

$$|\mathbf{L}-\mathbf{X}|=\frac{1}{\varkappa n_x}\left\{[\Pi-n_y(\mathbf{Y}-\mathbf{X})\,\xi_y]\pm\right.$$

$$\left.\pm\sqrt{[\Pi-n_y(\mathbf{Y}-\mathbf{X})\,\xi_y]^2-\varkappa[\Pi^2+2\Pi n_y(\mathbf{Y}-\mathbf{X})\,\xi_y+n_y^2|\mathbf{Y}-\mathbf{X}|^2]}\right\}, \tag{8}$$

где

$$\varkappa=\frac{n_x^2-n_y^2}{n_x^2}.$$

Вопрос о выборе знака перед корнем в выражении (8) можно решить следующим образом. Если $n_x<n_y$, то знаменатель дроби в (8) отрицателен. Но $|\mathbf{L}-\mathbf{X}|$ — величина всегда положительная и поэтому в (8) перед корнем следует взять знак минус. В самом деле, какое бы ни было первое слагаемое в числителе (8) (отрицательное или положительное), множитель второго слагаемого под знаком корня, стоящий в квадратных скобках, всегда положителен, ибо он представляет собой скалярное произведение первого слагаемого числителя на себя. Но $\varkappa<0$, а поэтому второе слагаемое числителя по абсолютной величине всегда больше первого и, следовательно, определяет знак числителя.

Несколько сложнее определить знак перед корнем при $n_x>n_y$ ($\varkappa>0$). В этом случае знак числителя определяется первым слагаемым, которое, как легко убедиться, всегда положительно. Последнее следует из того, что $|\mathbf{Y}-\mathbf{X}|$ меньше или равно геометрической длине соответствующего луча, кроме того часть луча лежит в среде с $n_x>n_y$. Знак перед корнем можно определить следующим образом. Выберем прямую, ортогональную поверхности падающего фронта и имеющую среди всех других прямых, ортогональных фронту, наименьшую длину до точки пересечения ею поверхности преломленного фронта (рис. 3). Эту точку будем считать также принадлежащей преломляющей поверхности. Расположим начало координатной системы в точке выхода выбранного луча из па-

дающего фронта, причем ось направим вдоль этого луча. Координаты точки преломленного волнового фронта, соответствующей этому лучу, будут x_1, 0, 0. Используя (8) и учитывая, что $\Pi = n_x x_1$, получаем

$$|\mathbf{L} - \mathbf{X}| = \frac{x_1 (n_x - n_y)(n_x \pm n_y)}{n_x^2 - n_y^2}.$$

Но $|\mathbf{L} - \mathbf{X}| = |\mathbf{Y} - \mathbf{X}| = x_1$, откуда и следует, что перед корнем (8) необходимо в случае $n_x > n_y$ брать плюс.

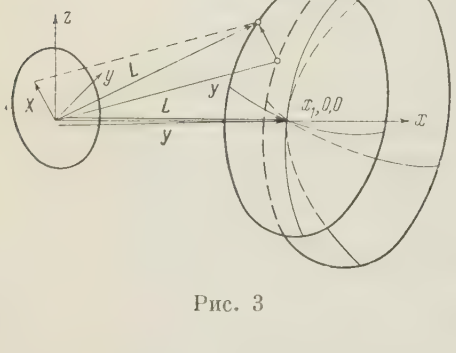


Рис. 3

Подставляя (8) в (7), получаем окончательное выражение для преломляющей поверхности:

$$\mathbf{L} = \mathbf{Y} + \frac{1}{\varkappa n_y}[\Pi(\varkappa - 1) - n_y(\mathbf{Y} - \mathbf{X})\xi_y \mp G]\,\xi_y, \qquad (9)$$

где

$$G = \{[\Pi + n_y(\mathbf{Y} - \mathbf{X})\xi_y]^2 - \varkappa[\Pi^2 + 2\Pi n_y(\mathbf{Y} - \mathbf{X})\xi_y + n^2|\mathbf{Y} - \mathbf{X}|^2]\}^{1/2}.$$

В (9) минус для случая $n_x > n_y$, плюс — для случая $n_x < n_y$.

Связь между переменными u, v и p, q находится из соотношений, аналогичных (5):

$$\left\{\mathbf{Y} - \mathbf{X} + \frac{1}{n_y \varkappa}[\Pi(\varkappa - 1) - n_y(\mathbf{Y} - \mathbf{X})\xi_y \mp G]\,\xi_y\right\}\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial u} = 0,$$

$$\left\{\mathbf{Y} - \mathbf{X} + \frac{1}{n_y \varkappa}[\Pi(\varkappa - 1) - n_y(\mathbf{Y} - \mathbf{X})\xi_y \mp G]\,\xi_y\right\}\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial v} = 0. \qquad (10)$$

3. ПОСТРОЕНИЕ ЛИНЗЫ, ИМЕЮЩЕЙ ОДНУ ПОВЕРХНОСТЬ ЗАДАННОЙ ФОРМЫ

Большой интерес может представлять линза, одна из поверхностей которой $\mathbf{L}_2$ задана. В этом случае вторую поверхность $\mathbf{L}_1$ можно определить, используя последовательно описанные выше способы определения преломленного волнового фронта и преломляющей поверхности.

Однако можно получить соотношение, непосредственно дающее искомую поверхность как функцию трех известных поверхностей. Действительно, искомую поверхность $\mathbf{L}_1$ можно записать следующим образом (см. рис. 4):

$$\mathbf{L}_1 = \mathbf{X} + \xi_x |\mathbf{L}_1 - \mathbf{X}|. \qquad (11)$$

Длина оптического пути вдоль любого луча между двумя соответствующими точками фронтов $\mathbf{X}(u, v)$ и $\mathbf{Y}(s, t)$ равна

$$\Pi = |\mathbf{L}_1 - \mathbf{X}| + n|\mathbf{L}_2 - \mathbf{L}_1| + |\mathbf{Y} - \mathbf{L}_2|. \qquad (12)$$

Это выражение верно для случая, когда волновые фронты $\mathbf{X}$ и $\mathbf{Y}$ находятся в среде с $n_x = n_y = 1$. Заметим, что если $n_x = n_y \neq 1$, то все соотношения будут справедливыми, если под n понимать отношение коэффициента преломления материала линзы к коэффициенту преломления n_x, т. е.

$$n = \frac{n_{\text{линзы}}}{n_x} = \frac{n_{\text{линзы}}}{n_y}.$$

Учитывая (12), можно записать выражение (11) в следующем виде:

$$\mathbf{L}_1 = \mathbf{X} + (\Pi - |\mathbf{Y} - \mathbf{L}_2| - |\mathbf{L}_2 - \mathbf{L}_1|n)\,\xi_x. \qquad (13)$$

Для определения неизвестного модуля вектора $\mathbf{L}_2 - \mathbf{L}_1$ поступим так, как и прежде: вычтем из обеих частей уравнения вектор $\mathbf{L}_2$ и возьмем скалярное произведение каждой части на себя. При этом получается квадратное уравнение относительно $|\mathbf{L}_2 - \mathbf{L}_1|$, решение которого будет иметь вид

$$|\mathbf{L}_2 - \mathbf{L}_1| = \frac{1}{\chi n}[\Pi |\mathbf{Y} - \mathbf{L}_2| + (\mathbf{L}_2 - \mathbf{X})\,\boldsymbol{\xi}_x \pm \Phi], \tag{14}$$

где

$$\chi = \frac{n^2 - 1}{n^2};$$

$$\Phi = \{[\Pi - |\mathbf{Y} - \mathbf{L}_2| + (\mathbf{L}_2 - \mathbf{X})\,\boldsymbol{\xi}_x]^2 - \chi[(\Pi - |\mathbf{Y} - \mathbf{L}_2|)^2 + |\mathbf{L}_2 - \mathbf{X}|^2 + 2(\Pi - |\mathbf{Y} - \mathbf{L}_2|)((\mathbf{L}_2 - \mathbf{X})\,\boldsymbol{\xi}_x]\}^{1/2}.$$

Несложно убедиться, что знак плюс в (14) соответствует случаю $n > 1$ (замедляющая линза), а минус — $n < 1$ (ускоряющая линза). Учитывая (14), получаем окончательное выражение для неизвестной поверхности линзы

$$\mathbf{L}_1 = \mathbf{X} + \frac{1}{\chi}[\Pi(\chi - 1) - |\mathbf{Y} - \mathbf{L}_2|(\chi - 1) + (\mathbf{L}_2 - \mathbf{X})\,\boldsymbol{\xi}_x \mp \Phi]. \tag{15}$$

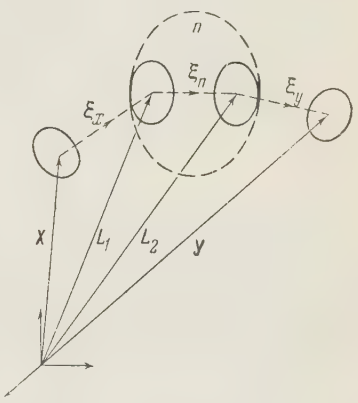


Рис. 4

Здесь минус перед Φ соответствует замедляющей, а плюс — ускоряющей линзам.

Ясно, что вектор $\mathbf{L}_1$, определяемый (15), будет функцией шести переменных: u, v, p, q, s и t — координат соответствующих поверхностей $\mathbf{X}$, $\mathbf{L}_2$ и $\mathbf{Y}$. Зависимость между переменными p, q и s, t можно определить из соотношений, выражающих ортогональность лучей к волновому фронту:

$$(\mathbf{Y} - \mathbf{L}_2)\frac{\partial \mathbf{Y}}{\partial s} = 0, \quad (\mathbf{Y} - \mathbf{L}_2)\frac{\partial \mathbf{Y}}{\partial t} = 0. \tag{16}$$

Для определения зависимости между u, v и p, q учтем ортогональность лучей к фронту $\mathbf{X}$:

$$(\mathbf{L}_2 - \mathbf{X} - |\mathbf{L}_2 - \mathbf{L}_1|\,\boldsymbol{\xi}_n)\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial u} = 0,$$

$$(\mathbf{L}_2 - \mathbf{X} - |\mathbf{L}_2 - \mathbf{L}_1|\,\boldsymbol{\xi}_n)\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial v} = 0. \tag{17}$$

Здесь величина $|\mathbf{L}_2 - \mathbf{L}_1|$ дается формулой (14), а $\boldsymbol{\xi}_n$ — единичный вектор, ортогональный волновому фронту внутри линзы. Он определяется при помощи формулы (4) по известным $\mathbf{Y}$ и $\mathbf{L}_2$. Решая уравнение (17) относительно s и t с учетом зависимостей между p, q и s, t, которые даются (16), получаем искомые связи

$$s = s(u, v), \quad t = t(u, v), \quad p = p(u, v), \quad q = q(u, v),$$

после чего вектор $\mathbf{L}_1$ можно выразить только через координаты u, v.

Выражаю глубокую благодарность Я. Н. Фельду за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. S. Kelleher, Relation concerning wave front and reflector, J. Appl. Phys., 1950, **21**, 6, 573.

Поступила в редакцию
25 XI 1959

1960 № 6

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКОВ НА ОТРАЖАТЕЛЕ ЗЕРКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

Л. Б. Тартаковский, В. Л. Тандит

Исследованы дифракционные поправки в распределении токов на идеализированном отражателе зеркальной антенны. Установлена связь между токами, наводимыми на отражателе ближним полем облучателя, и диаграммой направленности облучателя. Показана пренебрежимость поправки на кривизну отражателя для поверхностей второго порядка с источником в фокусе. Выведены формулы для краевого контурного тока, описывающего влияние острой кромки отражателя в связи с геометрией последнего.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При расчете зеркальных антенн применяются два приближенных метода: токовый и апертурный. Цель настоящей статьи — исследовать погрешности токового метода и оценить возможность его уточнения.

Отражатель зеркальной антенны S будем считать частью бесконечно тонкой и идеально проводящей аналитической поверхности S_∞. Проекция S на фокальную плоскость есть односвязанная область с гладким контуром γ.

Направим ось z от зеркала к облучателю, совместив начало координат с фазовым центром облучателя. Ток на поверхности зеркала будем считать функцией координат x, y проекции точки зеркала на фокальную плоскость $z = 0$. Для параболоида с облучателем в фокусе

$$z = \frac{x^2 + y^2}{4F} - F,$$

где F — фокусное расстояние.

Диаграмма облучателя задается двумя аналитическими скалярными функциями $H_{0\theta}(\theta, \varphi)$ и $H_{0\varphi}(\theta, \varphi)$. Между полярными координатами ρ, θ, φ и декартовыми координатами x, y точки на зеркале существует связь, которая путем выбора направления оси зеркала может быть сделана взаимно-однозначной. В частности, у параболоида

$$\theta = \pi - 2 \operatorname{arc\,tg} \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{2F}, \qquad \varphi = \operatorname{arc\,tg} \frac{y}{x}.$$

Согласно [1] ток на поверхности S_∞ определяется уравнением (зависимость от времени взята в виде $e^{-i\omega t}$)

$$\vec{j}(x_0, y_0) = \vec{j}^*_0(x_0, y_0) + \frac{1}{2\pi}\left[\vec{n}_0 \int\limits_{S_\infty} [\vec{j}(x, y)\vec{r}_0] \frac{1 - ikr}{r^2} e^{ikr} dS\right], \qquad (1)$$

где $\vec{r}_0$ — единичный орт в точку x_0, y_0 из точки x, y; r — расстояние между этими точками: $\vec{n}_0$ — единичная нормаль к поверхности S_∞, $(\vec{n}_0 \vec{z}_0) > 0$; $k = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны;

$$\vec{j}^*_0(x, y) = 2[\vec{n}_0, \vec{H}_{\text{обл}}]: \qquad (2)$$

$\vec{H}_{\text{обл}}$ — падающее на отражатель поле облучателя.

Токовый метод основан на замене уравнения (1) приближенным равенством

$$\vec{j} \simeq \vec{j}_0 \simeq \vec{j}_0 = 2[\vec{n}_0, \vec{H}_{0\theta}\vec{\theta}_0 + \vec{H}_{0\varphi}\vec{\varphi}_0]\frac{e^{ik\rho}}{\rho}. \quad (3)$$

При этом допускаются три погрешности: а) поле, создаваемое облучателем, заменяется асимптотическим представлением — диаграммой направленности (без ближнего поля облучателя); б) отбрасывается член, учитывающий взаимодействие токов на разных частях поверхности (поправка на кривизну отражателя); в) не учитываются действие токов, затекающих на теневую сторону поверхности S, и возмущение токов кромкой отражателя на светлой стороне (краевой эффект).

Обычным обоснованием указанных пренебрежений служит большая величина параметра F/λ.

Оценка последних двух факторов дана В. Ю. Петрунькиным, результаты которого в части краевого эффекта являются неполными, а полученная им оценка влияния кривизны параболоида на распределение тока оказалась сильно завышенной [2].

Влияние ближнего поля облучателя, на которое обратил наше внимание Я. Н. Фельд, исследуется, по-видимому, впервые.

2. БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ ОБЛУЧАТЕЛЯ

Как известно, диаграмма направленности облучателя, как и любой иной антенны, является асимптотическим разложением его поля, справедливым, строго говоря, только при $k\rho \to \infty$. Например, магнитные поля магнитного и электрического диполей Герца с моментами $-\vec{x}_0$ и $\vec{y}_0$ соответственно имеют вид [3]

$$\vec{H}_{\text{м. д.}} = \frac{e^{ik\rho}}{\rho}\left[(-\cos\varphi\vec{\varphi}_0 - \cos\theta\sin\varphi\vec{\theta}_0)\left(1 - \frac{1}{ik\rho}\right) + \sin\varphi\sin\theta\left(-\frac{2}{ik\rho}\right)\vec{\rho}_0\right], \quad (4)$$

$$\vec{H}_{\text{э. д.}} = \frac{e^{ik\rho}}{\rho}\left[(\sin\varphi\vec{\theta}_0 + \cos\theta\cos\varphi\vec{\varphi}_0)\left(1 - \frac{1}{ik\rho}\right)\right], \quad (5)$$

где отброшены члены электростатического происхождения с $1/\rho^3$, но удержаны члены, описывающие индукционное поле.

Поле элемента излучающего раскрыва получаем суммированием (4) и (5):

$$\vec{H}_{\text{из. р.}} = \frac{e^{ik\rho}}{\rho}\left[(1 - \cos\theta)(\sin\varphi\vec{\theta}_0 - \cos\varphi\vec{\varphi}_0)\left(1 - \frac{1}{ik\rho}\right) + \sin\varphi\sin\theta\left(-\frac{2}{ik\rho}\right)\vec{\rho}_0\right]. \quad (6)$$

Для направленного облучателя, занимающего объем V, вектор Герца равен [3]

$$\vec{\Pi} = \int_V \vec{j}_{\text{обл}}\frac{e^{ikR}}{R}\,dV,$$

где $\vec{j}_{\text{обл}}$ описывает распределение токов в объеме V;

$$R = \sqrt{\rho_1^2 + \rho^2 - 2\rho_1\rho\cos\tilde{\alpha}},$$

$$\cos\tilde{\alpha} = \cos\theta\cos\theta_1 + \sin\theta\sin\theta_1\cos(\varphi - \varphi_1),$$

ρ_1, θ_1, φ_1 — полярные координаты точки на облучателе.

Если принять направление $\vec{j}_{\text{обл}}$ в объеме V постоянным, то, учитывая отличие R от ρ и отбрасывая члены электростатического происхождения, получим

$$\vec{\Pi} = \vec{\Pi}_0 \frac{e^{ik\rho}}{\rho} \int\limits_V \vec{j}_{\text{обл}} \left\{1 - \frac{1}{2ik\rho} \left[(k\rho_1 \sin \tilde{\alpha})^2 - 2ik\rho_1 \cos \tilde{\alpha}\right]\right\} e^{-ik\rho_1 \cos \tilde{\alpha}}\, dV. \qquad (7)$$

Член в квадратных скобках описывает поправку на ближнее поле. Он состоит из двух слагаемых: поправки на зону Френеля и поправки на непостоянство амплитудного множителя $1/R$. Обе поправки в силу $k\rho_1 \simeq \pi$ должны учитываться совместно.

Если обозначить через

$$T(\theta, \varphi) = \int\limits_V j_{\text{обл}}(\rho_1, \theta_1, \varphi_1)\, e^{-ik\rho_1 \cos \tilde{\alpha}}\, dV$$

скалярную диаграмму направленности облучателя, то формула (7) примет вид

$$\vec{\Pi} = \vec{\Pi}_0 \frac{e^{ik\rho}}{\rho} \left\{T(\theta, \varphi) + \frac{1}{2ik\rho} \left[\frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta}\right)\right]\right\}. \qquad (8)$$

При переходе от вектора Герца к вектору магнитного поля к «скалярным» поправкам на конечные размеры облучателя добавляются «векторные» компоненты. Опуская соответствующие выкладки, напишем результат для магнитного поля, создаваемого системой элементарных излучателей типа элемента излучающего раскрыва:

$$\begin{aligned}\vec{H}_{\text{обл}} = \frac{e^{ik\rho}}{\rho} \Bigg\{ & (1 - \cos\theta)(\sin\varphi \vec{\theta}_0 - \cos\varphi \vec{\varphi}_0)\left(T + \frac{\Delta T}{2ik\rho}\right) + \\ & + \frac{1}{ik\rho}\left[\frac{\partial}{\partial\varphi}(T\cos\varphi) + \sin\varphi \frac{\partial}{\partial\theta}(T\sin\theta)\right]\vec{\theta}_0 - \\ & - \frac{1}{ik\rho}\left[\cos\varphi \frac{\partial}{\partial\theta}(T\sin\theta) - \frac{\partial}{\partial\varphi}(T\sin\varphi)\right]\vec{\varphi}_0 - \\ & - \frac{2}{ik\rho\sin\theta}\left[\sin\varphi \frac{\partial}{\partial\theta}\left(T\sin^2\frac{\theta}{2}\sin\theta\right) - \sin^2\frac{\theta}{2}\frac{\partial}{\partial\varphi}(T\cos\varphi)\right]\vec{\rho}_0\Bigg\}, \end{aligned} \qquad (9)$$

где через ΔT обозначена величина в квадратных скобках в (8). При $T(\theta, \varphi) = \text{const}$ формула (9) переходит в (6) ($V \to 0$).

Аналогичные формулы можно получить и при других векторных характеристиках облучателя. Полученная форма поправки указывает на существование непосредственной связи индукционного поля с поперечными компонентами, описываемыми диаграммой направленности.

Относительный вклад ближнего поля возрастает при увеличении размеров или, что одно и то же, направленности облучателя, как следует из (7) и (8). Ток, наведенный ближним полем, равен

$$\vec{j}_{\text{б. п.}}(x, y) = 2[\vec{n}_0, \vec{H}_{\text{б. п.}}(\theta, \varphi, \rho)] \qquad (10)$$

и при действительной функции $T(\theta,\varphi)$ находится в квадратуре с основным током (3).

Распределения токов (3) и (10) по зеркалу отличаются друг от друга. Поэтому, в частности, при «нулевом» облучении контура зеркала ток на его краях будет отличен от нуля. Относительная амплитуда тока ближнего поля, как видно из (7), пропорциональна отношению диаметра облучателя к диаметру зеркала.

3. ПОПРАВКА НА КРИВИЗНУ ОТРАЖАТЕЛЯ

Выше было исследовано отличие свободного члена в уравнении (1) от правой части (3). Считая теперь этот член известным, найдем первый член асимптотического разложения поправки на кривизну отражателя.

Уравнение (1) есть интегральное уравнение Фредгольма второго рода, к которому применим метод последовательных приближений. Подставляя под интеграл в (1) вместо неизвестного $\vec{j}$ ток (2), найдем первое приближение $\vec{j}_1$. Для получения второго приближения нужно подставить под тот же интеграл ток $\vec{j}_1$ и т. д. Однако при замене точного интегрирования асимптотическим разложением интеграла вторая и последующие итерации не дают уточнения искомого первого члена разложения поправки по отрицательным степеням большого параметра задачи. По этой же причине учет различия токов (2) и (3) при вычислении поправки на кривизну также сказывается только в следующем порядке малости. Поэтому ограничимся одной итерацией с подстановкой под интеграл тока (3).

Вводя полярные координаты ψ, r с началом в точке x_0, y_0, приходим к формуле из работы [2]:

$$\vec{j}(x_0,\ y_0) = \vec{j}_0(x_0,\ y_0) - \frac{i}{2\pi k}\left[\int_0^{2\pi} \frac{\vec{j}(\psi)\,d\psi}{1-\alpha\cos\psi-\beta\sin\psi} + \int_0^{2\pi} \frac{\vec{j}(\psi)\,d\psi}{(1-\alpha\cos\psi-\beta\sin\psi)^2}\right]. \tag{11}$$

Оценивая введенную функцию $\vec{j}(\psi)$ по модулю, автор [2] получил завышенную величину интегралов в (11). Результат точного вычисления последних приводит к формуле

$$\vec{j}(x_0,\ y_0) = \left\{(\vec{x}_0', \vec{j}_0)\left[1+\frac{i}{2}\left(\frac{\Omega_1}{kR_1}-\frac{\Omega_2}{kR_2}\right)\right] + (\vec{y}_0'\vec{j}_0)\frac{i\Omega_3}{kR_2}\right\}\vec{x}_0' +$$
$$+\left\{(\vec{y}_0'\vec{j}_0)\left[1-\frac{i}{2}\left(\frac{\Omega_1}{kR_1}-\frac{\Omega_2}{kR_2}\right)\right] + (\vec{x}_0'\vec{j}_0)\frac{i\Omega_3}{kR_1}\right\}\vec{y}_0', \tag{12}$$

где

$$\Omega_1 = \frac{1-\beta^2}{\gamma^3}; \qquad \Omega_2 = \frac{1-\alpha^2}{\gamma^3}; \qquad \Omega_3 = -\frac{\alpha\beta}{\gamma^3};$$

α, β, γ $(\gamma > 0)$ — направляющие косинусы падающего луча в локальной системе координат, образованной нормалью и направлениями $\vec{x}_0'$, $\vec{y}_0'$ главных радиусов кривизны R_1, R_2 в данной точке отражателя.

Формула (12) справедлива с точностью до членов порядка $1/(kR_{1,2})^2$, действие которых пренебрежимо по сравнению со вкладом ближнего поля облучателя. Поправка на кривизну находится в квадратуре к основному току и поэтому мало влияет на амплитуду последнего.

В случае зеркала в виде тела вращения с источником на оси симметрии формула существенно упрощается в силу $\vec{y}_0' = \pm\vec{\varphi}_0$. Считая S_∞ заданной уравнением $\rho(\theta_2)$, где $\theta_2 = \pi - \theta$, и вводя в рассмотрение пучок отраженных лучей $\delta(\theta_2)$ (в смысле геометрической оптики), получаем

$$\vec{j} = \vec{j}_0 - \frac{\dfrac{\sin\delta}{\sin\theta_2} - \dfrac{d\delta}{d\theta_2}}{1+\cos(\theta_2+\delta)} \frac{(\vec{x}_0'\vec{j}_0)\vec{x}_0' - (\vec{y}_0'\vec{j}_0)\vec{y}_0'}{2ik\rho(\theta_2)}, \tag{13}$$

причем δ определяется известной формулой:

$$\delta(\theta_2) = 2\operatorname{arc\,tg}\frac{\rho'(\theta_2)}{\rho(\theta_2)} - \theta_2. \tag{14}$$

Поверхности второго порядка с источником в фокусе

$$\rho(\theta_2) = \frac{2p(0)}{1+\cos\theta_2}\frac{1}{1-C\,\mathrm{tg}^2\frac{\theta_2}{2}},$$

где C — произвольная постоянная, удовлетворяют дифференциальному уравнению

$$\frac{d\delta}{d\theta_2} = \frac{\sin\delta}{\sin\theta_2}.$$

В результате второе слагаемое в (13) обращается в нуль.

В число этих поверхностей входят эллипсоид вращения с источником в ближнем ($C > -1$) и дальнем ($C < -1$) фокусах, параболоид ($C = 0$), гиперболоид ($0 < C < 1$, $C > 1$), сфера с источником в центре ($C = -1$) и, наконец, плоскость ($C = 1$).

В частности, вычисление следующих, довольно громоздких, членов асимптотического разложения интеграла (1) для случая параболоида вращения с источником типа элемента излучающего раскрыва приводит к оценке:

$$\left|\frac{\vec{j}-\vec{j}_0}{\vec{j}}\right| = \frac{\sin^2\frac{\theta_2}{2}}{(kF)^2}.$$

Заметим, что в случае зеркал, близких к указанным поверхностям, а также при небольшом выносе источника из фокуса в силу $|\delta(\theta_1)| \ll 1$, поправка на кривизну также будет пренебрежима по сравнению с поправкой на ближнее поле облучателя.

Для цилиндрической поверхности с линейным источником цилиндрической волны

$$\vec{j}(\theta_2) = \vec{j}_0(\theta_2)\left\{1 \mp \frac{1-\frac{d\delta}{d\theta_2}}{2ik\rho(\theta_2)[1+\cos(\theta_2+\delta)]}\right\},$$

где $\rho(\theta_2)$ — уравнение направляющей цилиндра; $\delta(\theta_2)$ определяется формулой (14). Знаки — и + отличают случаи, когда токи текут по направляющей и по образующей соответственно.

Здесь единственной поверхностью, у которой поправка равна нулю, является плоскость ($\delta = \theta_2$). У параболического цилиндра с источником на фокальной оси

$$\vec{j}(\theta_2) = \vec{j}_0(\theta_2)\, e^{\pm\frac{i}{4kF}}$$

и влияние кривизны сводится к появлению постоянного фазового сдвига в распределении токов.

4. КРАЕВОЙ ЭФФЕКТ

Отличие истинного тока $\vec{j}$ (ток $\vec{j}$ равен сумме токов, текущих с обеих сторон S) на отражателе S с контуром γ от тока $\vec{j}_\infty$, являющегося решением уравнения (1), проявляется, главным образом, вблизи острой кромки. При $F \gg \lambda$ зона действия краевого эффекта образует узкую полоску, окаймляющую контур. Поэтому для получения асимптотической оценки можно пренебречь взаимодействием противоположных участков контура и его кривизной.

В этом приближении краевые возмущения токов в данной точке кромки зеркала тождественны краевым возмущениям токов на касательной полуплоскости. Полуплоскость определяется парой единичных векторов: $\vec{m}_0$ — нормаль к контуру зеркала, лежащая в касательной пло-

скости $(\vec{m}_0\vec{z}_0 < 0)$, $\vec{l}_0$ — касательная к контуру зеркала, параллельная кромке полуплоскости $(\vec{l}_0\vec{\varphi}_0 > 0)$.

Разложив токи $\vec{j}_\infty$ и $\vec{j}$ на компоненты в локальной декартовой системе координат $\vec{m}_0$, $\vec{n}_0$, $\vec{l}_0$, получим

$$\vec{j}_\infty(\gamma) = j_{\infty m}(m,\ l)\,\vec{m}_0 + j_{\infty l}(m,\ l)\,\vec{l}_0, \qquad \vec{j}(\gamma) = j_m(m,\ l)\,\vec{m}_0 + j_l(m,\ l)\,\vec{l}_0.$$

Формулы (30) и (31) из работы [4] в наших обозначениях имеют вид $(m > 0)$

$$j_m(m,\ l) = j_{\infty m}(m,\ l) - \frac{ik\sqrt{m}}{2\pi}\int_0^\infty \frac{d\xi}{\sqrt{\xi}}\int_{-\infty}^{+\infty} j_{\infty m}(-\xi,\ \eta)\,K(\xi,\ \eta;\ m,\ l)\,d\eta, \quad (15)$$

$$j_l(m,\ l) = j_{\infty l}(m,\ l) +$$

$$+ \frac{ik}{2\pi\sqrt{m}}\int_0^\infty \sqrt{\xi}\,d\xi \int_{-\infty}^{+\infty}\left[j_{\infty l}(-\xi,\ \eta) + \frac{\eta - l}{\xi}\,j_{\infty m}(-\xi,\ \eta)\right]K(\xi,\ \eta;\ m,\ l)\,d\eta,$$

где ядро K выражается через функцию Ханкеля первого порядка.

Формулы (15) дают явный вид дополнительных краевых токов, которые нужно прибавить к току j_∞ на S.

Заменим далее действие полоски краевых поверхностных токов действием криволинейного контурного тока

$$\vec{I}_{\text{кр}}(\gamma) = \vec{m}_0\int_0^\infty [j_m(m,\ 0) - j_{\infty m}(m,\ 0)]\,dm + \vec{l}_0\int_0^\infty [j_l(m,\ 0) - j_{\infty l}(m,\ 0)]\,dm.$$

Аналогичный прием применяется в общепринятой теории линейных антенн, где распределение реального тока на антенне небольших поперечных размеров заменяется при расчете идеализированным линейным током.

Аппроксимируя токи $j_{\infty m}$, $j_{\infty l}$ вблизи кромки выражениями вида

$$j_\infty(\xi,\ \eta) = j_0\{1 - \sin(pk\xi) + [1 - \cos(qk\xi)] + \sin(p_1k\eta) + \ldots\}$$

и учитывая вычисленные в [4] и [5] интегралы

$$\int_{-\infty}^{+\infty} K(\xi,\ \eta;\ m,\ 0)\cos(qk\eta)\,d\eta = \frac{2}{ik}\,\frac{e^{ik[\sqrt{1-q^2}(\xi+m)]}}{\xi+m},$$

$$\int_0^\infty \frac{e^{ik\xi}}{\sqrt{\xi}\,(\xi+m)}\,d\xi = \sqrt{\frac{\pi}{m}}\,e^{-i\left(\frac{\pi}{4}+km\right)}\int_{km}^\infty \frac{e^{i\xi}}{\sqrt{\xi}}\,d\xi,$$

после последовательного выполнения трех квадратур находим искомые асимптотические формулы

$$I_{\text{кр}\,m} \simeq \frac{1}{2ik}\left[j_{\infty m} + \frac{1}{4i}\frac{\partial j_{\infty m}}{\partial(km)} + \frac{1}{8}\frac{\partial^2 j_{\infty m}}{\partial(km)^2} - \frac{1}{2}\frac{\partial^2 j_{\infty m}}{\partial(kl)^2}\right],$$

$$I_{\text{кр}\,l} \simeq -\frac{1}{2ik}\left[j_{\infty l} + \frac{3}{4i}\frac{\partial j_{\infty l}}{\partial(km)} + \frac{5}{8}\frac{\partial^2 j_{\infty l}}{\partial(km)^2} - \frac{1}{2}\frac{\partial^2 j_{\infty l}}{\partial(kl)^2}\right] - \quad (16)$$

$$- \frac{1}{ik}\left[\frac{\partial j_{\infty m}}{\partial(kl)} + \frac{1}{2i}\frac{\partial^2 j_{\infty m}}{\partial(kl)\,\partial(km)}\right].$$

Влияние формы поверхности отражателя и формы его контура на краевой ток определяется производными двух компонент невозмущенного тока.

Интересно отметить, что разрыв металлической поверхности с токами, параллельными линии разрыва, не приводит к появлению на оставшейся острой кромке токов перпендикулярного направления. При линии разрыва, перпендикулярной первичным токам, вблизи кромки появляются дифрагированные токи обоих направлений.

Как было показано выше, скалярные компоненты тока $\vec{j}_\infty$ имеют вид

$$j_\infty = U(x, y)\, e^{ik\rho(x, y)}, \tag{17}$$

где функция U мало меняется при изменении x и y на величину порядка длины волны. Поэтому

$$\frac{\partial j_\infty}{\partial (km)} \simeq ij_\infty \left[\frac{\partial \rho}{\partial x} (\vec{m}_0 \vec{x}_0) + \frac{\partial \rho}{\partial y} (\vec{m}_0 \vec{y}_0) \right], \tag{18}$$

Для других производных, входящих в формулы (16), запись будет аналогичной.

Так как каждое дифференцирование дает запаздывание на $\pi/2$ по фазе, $I_{\text{кр}\,m}(\gamma)$ оказывается в квадратуре с $j_{\infty m}(\gamma)$. То же относится к первому, «своему» слагаемому тока $I_{\text{кр}\,l}(\gamma)$, второе слагаемое которого находится в фазе либо в противофазе с $j_{\infty m}(\gamma)$.

Для длиннофокусных антенн производные типа (18) малы, и можно написать

$$I_{\text{кр}\,m}(\gamma) \simeq \frac{\lambda}{4\pi} e^{i\frac{3}{2}\pi} j_{\infty m}(\gamma),$$

$$I_{\text{кр}\,l}(\gamma) \simeq \frac{\lambda}{4\pi} e^{i\frac{\pi}{2}} j_{\infty l}(\gamma).$$

Таким образом, эффективная ширина полоски краевого эффекта, окаймляющей контур отражателя, имеет порядок $0{,}1\,\lambda$. Так как в общем случае отношение $j_{\infty m}$ и $j_{\infty l}$ произвольно, фазировка и ориентация $\vec{I}_{\text{кр}}$ могут быть любыми. Например, синфазность компонент $j_{\infty m}$ и $j_{\infty l}$ влечет за собой противофазность $I_{\text{кр}\,m}$ и $I_{\text{кр}\,l}$.

Чтобы проиллюстрировать влияние формы контура и глубины зеркала на величину краевого эффекта, рассмотрим параболический отражатель с эллиптическим раскрывом. В этом частном случае

$$\frac{\partial j_\infty}{\partial (km)} = \frac{-ij_\infty(\varphi)\,[a\cos^2\varphi + b\sin^2\varphi]}{\sqrt{(a\cos^2\varphi + b\sin^2\varphi)^2 + 4F^2 + \left[\frac{1}{2}(a-b)\sin 2\varphi\right]^2 \left[2 + \frac{a^2\cos^2\varphi + b^2\sin^2\varphi}{4F^2}\right]}}, \tag{19}$$

$$\frac{\partial j_\infty}{\partial (kl)} = \frac{ij_\infty(\varphi)\,[(a-b)\sin 2\varphi]}{\sqrt{[(a-b)\sin 2\varphi]^2 + 16F^2}}, \tag{20}$$

где a и b — полуоси эллипса.

Максимальные значения производная (19) имеет при $\varphi = 0,\ \pi/2$. Например,

$$\left.\frac{\partial j_\infty}{\partial (km)}\right|_{\varphi=0} = -\frac{a}{\sqrt{a^2 + 4F^2}}\, ij_\infty(0). \tag{21}$$

Производная (20), напротив, максимальна в диагональных сечениях:

$$\left.\frac{\partial j_\infty}{\partial (kl)}\right|_{\varphi=\pm\frac{\pi}{4}} = \frac{a-b}{\sqrt{(a-b)^2 + 16F^2}}\, ij_\infty\left(\frac{\pi}{4}\right). \tag{22}$$

Наибольшая из полуосей раскрыва, как правило, меньше $2F$, и, следовательно, коэффициенты при j_∞ в формулах (21) и (22) не превосходят $1/\sqrt{2}$ и $1/\sqrt{5}$ соответственно.

Если принять, отвлекаясь от ближнего поля облучателя, что ток j_∞ на контуре зеркала равен нулю, краевой ток (16) будет пропорционален производным функции U.

Например, для параболоида с круглым раскрывом, взяв в формуле (17)

$$U(x,\ y) = 1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2},$$

находим оценки

$$I_{\text{кр}\,m} \simeq \frac{1}{ka} \frac{F}{\sqrt{a^2 + 4F^2}} \frac{\lambda}{4\pi} U_m(0,\ 0)\, e^{\frac{ika^2}{4F}},$$

$$I_{\text{кр}\,l} \simeq -\frac{1}{ka} \frac{F}{\sqrt{a^2 + 4F^2}} \frac{3\lambda}{4\pi} U_l(0,\ 0)\, e^{\frac{ika^2}{4F}}.$$

Таким образом, при нуле невозмущенного тока j_∞ на контуре зеркала краевой ток ослабляется примерно в $1/kF$ раз. Поэтому правильный учет краевого эффекта при нулевом облучении контура зеркала требует одновременного учета токов, наведенных на контуре зеркала ближним полем облучателя.

ВЫВОДЫ

1. Отклонение токов от закона диаграммы направленности облучателя определяется, главным образом, наличием ближнего поля облучателя, а вблизи контура отражателя — влиянием острой кромки последнего.

Поправка на кривизну отражателя, напротив, оказывается пренебрежимой для широкого класса фокусирующих зеркал, включая параболическую антенну.

2. Ближнее поле облучателя непосредственно выражается через его диаграмму направленности, но имеет иной закон распределения на отражателе. Отношение наводимого этим полем тока к току, создаваемому полем озлучения облучателя, по порядку величины равно отношению диаметра облучателя к диаметру отражателя.

3. Эффективная ширина зоны краевого эффекта, окаймляющей контур отражателя, имеет порядок десятых долей длины волны. Влияние острой кромки на распределение тока можно учесть, добавляя к поверхностным токам на соответствующей части бесконечного отражателя контурный краевой ток. Распределение последнего вдоль контура зеркала в основном следует распределению невозмущенных токов, отличаясь, однако, локальной фазировкой и поляризацией.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Фок, ЖЭТФ, 1945, **15**, 12, 693.
2. В. Ю. Петрунькин, Тр. ЛПИ им. М. И. Калинина, (Радиофизика), 1955, 181.
3. Я. Н. Фельд, Л. С. Бененсон, Антенны сантиметровых и дециметровых волн, ч. 1, ВВИА им. Жуковского, 1955.
4. Г. А. Гринберг, ЖТФ, 1958, **28**, 3, 555.
5. Г. А. Гринберг, ЖТФ, 1958, **28**, 11, 2595.

Поступила в редакцию
26 VIII 1959

ИЗМЕРЕНИЕ ВХОДНОГО ИМПЕДАНСА ПЕРИОДИЧЕСКИ НАГРУЖЕННОГО ВОЛНОВОДА В ПОЛОСЕ ЧАСТОТ ПРИ ПОМОЩИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ НАГРУЗКИ*

А. И. Зыков, С. Г. Кононенко

Излагается метод и приводятся расчетные формулы для определения входного импеданса периодически нагруженного волновода на любой частоте в пределах полосы пропускания. Измерения показали хорошее совпадение полученных выводов с экспериментальными данными.

ВВЕДЕНИЕ

Измерение входного импеданса периодически нагруженного волновода (точнее, КСВ и фазы волны, отраженной от переходного устройства на входе волновода) необходимо при согласовании последнего со стандартным волноводом, по которому ВЧ-мощность поступает от генератора либо отводится в поглощающую нагрузку.

Использование для этой цели подвижной поглощающей нагрузки в диафрагмированном волноводе было предложено в [1]. Опыт показывает, что изготовление хорошо согласованной нагрузки кропотливо, а ее данные не воспроизводимы. Поэтому представляет интерес метод определения входного импеданса при помощи произвольной нагрузки, коэффициент отражения которой может быть достаточно велик, а зависимость последнего от положения нагрузки относительно элементов периодической структуры любая.

В настоящей статье излагается метод, позволяющий определить входной импеданс периодически нагруженного волновода на любой частоте в пределах полосы пропускания при помощи произвольной нагрузки. Многочисленные измерения входных импедансов на различных частотах при помощи самых разнообразных нагрузок, которые производились для круглого волновода, периодически нагруженного металлическими дисками с центральным отверстием связи **, показали хорошее совпадение полученных выводов с экспериментальными данными.

1. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ

Пусть в волноводе, расстояние между элементами периодической структуры которого равно D, помещена произвольная нагрузка. Положение нагрузки будем определять координатой L, отсчитываемой от произвольного начала отсчета.

Отраженная волна во входной линии, присоединенной к периодическому волноводу, является результатом взаимодействия отраженной волны, создаваемой входным трансформатором, которая характеризуется комплексным коэффициентом отражения $\vec{p}_{вх} = p_{вх}e^{-j\varphi_{вх}}$, с волной, отраженной

---

* Содержание статьи докладывалось на сессии АН УССР, посвященной 100-летию со дня рождения А. С. Попова, Харьков, 7 IV 1959 г.

** Такой волновод, широко используемый в электронных приборах СВЧ и линейных ускорителях, принято сокращенно называть диафрагмированным волноводом.

от нагрузки. Очевидно, что коэффициент отражения нагрузки является периодической функцией L с периодом D $\left(\vec{p}_{\text{н}} = p_{\text{н}}\left(\frac{2\pi}{D}L\right)e^{-j\varphi_{\text{н}}\left(\frac{2\pi}{D}L\right)}\right)$.

Результирующее отражение во входной линии может быть записано согласно [2] в виде

$$\vec{p} = pe^{-j(\varphi_{\text{вх}} - \delta\varphi)},$$

где

$$p^2 = \frac{p_{\text{вх}} - 2p_{\text{вх}}p_{\text{н}}\cos\psi + p_{\text{н}}^2}{1 - 2p_{\text{вх}}p_{\text{н}}\cos\psi + p_{\text{вх}}^2p_{\text{н}}^2};$$

$$\operatorname{tg}(\delta\varphi) = \frac{p_{\text{н}}\left(1 - p_{\text{вх}}^2\right)\sin\psi}{p_{\text{вх}}\left(1 + p_{\text{н}}^2\right) - p_{\text{н}}\left(1 + p_{\text{вх}}^2\right)\cos\psi}; \qquad (1)$$

$$\psi = \varphi'_{\text{вх}} + \varphi_{\text{н}} + \frac{4\pi}{\lambda_g}L;$$

λ_g — длина волны в периодическом волноводе; $\varphi'_{\text{вх}}$ — фаза отраженной волны от входного трансформатора при падении волны в обратном направлении [3].

Введем коэффициент $\alpha = 4D/\lambda_g$, показывающий, какая часть четверти длины волны укладывается на периоде волновода.

Используя (1), можно показать, что если при каком-то положении нагрузки, которое обозначим через L_0, $\psi = 0$, то

1) $(\delta\varphi)_{L=L_0} = 0$, т. е. фаза отраженной волны, измеренная во входной линии при помещении нагрузки в сечение $L = L_0$, равна фазе волны, отраженной от переходного устройства. Иными словами, $\varphi_{\text{вх}} = (\varphi)_{L=L_0}$.

2) $(p^2)_{L=L_0-D} = |p|^2_{L=L_0+D}$. Очевидно, что это условие дает способ нахождения искомого положения нагрузки L_0, при котором $\psi = 0$.

Из уравнений (1), положив в них $\psi = 0$, получим окончательно*:

$$k_{\text{вх}} = \sqrt{A + \sqrt{A^2 - k_0^2}},$$

$$A = \frac{2k_0\left(k_1^2 + 1\right) - (1 + \cos\alpha\pi)\left(1 + k_0^2\right)k_1}{2k_1(1 - \cos\alpha\pi)}, \qquad (2)$$

$$(k_{\text{н}})_{L=L_0,\ L_0\pm D} = \frac{k_{\text{вх}}}{k_0}, \qquad (3)$$

где $k_{\text{вх}}$ — КСВ входа периодического волновода; $(k_{\text{н}})_{L=L_0,\ L_0\pm D}$ — КСВ нагрузки при $L = L_0$, $L_0 \pm D$; k_0 — КСВ во входной линии при $L = L_0$; k_1 — КСВ во входной линии при $L = L_0 \pm D$**.

Из (2) и (3) легко найти, что для наиболее важного случая, когда фазовый сдвиг на одну ячейку периодического волновода равен 90°

---

* Для определения $k_{\text{вх}}$ из (2) необходимо знание λ_g при заданной частоте. Предполагается, что дисперсионная кривая $\lambda_g = \varphi(\lambda_0)$ известна.

** $k_{\text{вх}}$ может быть больше или меньше k_0 в зависимости от соотношения k_0 и k_1. Соответственно этому при вычислении $(k_{\text{н}})_{L=L_0,\ L_0\pm D}$ в числитель (3) надо подставлять большее значение.

(колебания вида $\pi/2$, т. е. $\alpha = 1$),

$$k_{вх} = \sqrt{k_0 k_1},\ (k_н)_{L=L_0,\ L_0 \pm D} = \sqrt{\frac{k_0}{k_1}}.$$

Таким образом, процедура определения входного импеданса сводится к измерению и нанесению на график зависимости КСВ и фазы отраженной волны во входной линии (положения минимума стоячей волны) от положения нагрузки в периодическом волноводе (рис. 1). Для

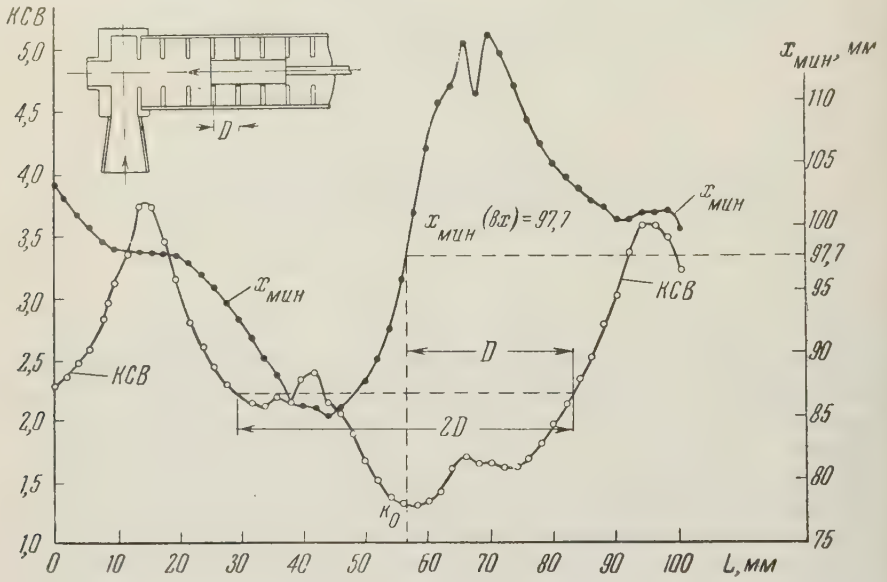


Рис. 1

$k_0 = 1{,}32$; $k_1 = 2{,}21$; $L_0 = 57$ мм; $k_{вх} = 1{,}77$; $(k_н)_{L=57\pm D} = 1{,}33$

определения КСВ входа на полученной кривой КСВ $= k(L)$ необходимо найти узловые значения k_0 и k_1. Они находятся из условия, что если при $L = L_0$ КСВ $= k_0$, то $(\text{КСВ})_{L=L_0-D} = (\text{КСВ})_{L=L_0+D} = k_1$. Из этого следует, что для определения k_0, k_1 достаточно на полученный график рис. 1 наложить отрезок длиной $2D$ и перемещать его горизонтально до тех пор, пока оба его конца не попадут на кривую КСВ $= k(L)$. Тогда положение середины отрезка равно L_0. При определении входного импеданса могут быть два случая.

1. Фаза отраженной волны во входном волноводе при перемещении нагрузки незначительно изменяется в обе стороны от некоторого среднего значения. В этом случае отражение от нагрузки меньше входного отражения ($k_н < k_{вх}$). При этом $k_{вх}$ определяется по формуле (2), а фаза волны, отраженной от входа, определяется при помещении нагрузки в сечение $L = L_0$, т. е. $\varphi_{вх} = (\varphi)_{L=L_0}$.

2. Фаза отраженной волны во входном волноводе изменяется все время в одном направлении при перемещении нагрузки. Это означает, что $k_н > k_{вх}$.
При этом

$$k_{вх} = \frac{\sqrt{A + \sqrt{A^2 - k_0^2}}}{k_0},$$

а для определения $\varphi_{вх}$ следует, в свою очередь, различать два случая: а) $k_0 > k_1$, тогда $\varphi_{вх} = (\varphi)_{L=L_0}$, б) $k_0 < k_1$, тогда $\varphi_{вх} = (\varphi)_{L=L_0} \pm D$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Применяемые нагрузки представляли собой клиновидные пластинки гетинакса, покрытые графитовым слоем (рис. 2).

На рис. 1 приведена зависимость КСВ и положения минимума стоячей волны от положения нагрузки № 4 в диафрагмированном волноводе при $\lambda_g = 14{,}5$ *см* (длина волны в свободном пространстве λ_0, при которой фазовый сдвиг на одну ячейку составляет 90°, равна 10,7 *см*).

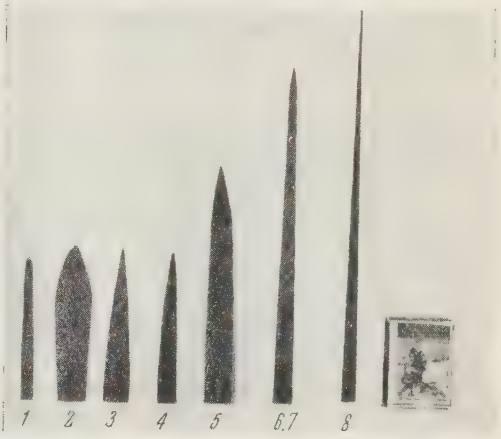


Рис. 2

Значения КСВ перехода ($k_{вх}$), полученные описанным выше способом с другими нагрузками, сведены в таблицу.

Величины $k_{вх}$, полученные при помощи нагрузок № 6, 7, 8, несколько отличаются от первых пяти значений, по-видимому, из-за большей длины этих нагрузок, при которой начинает сказываться неоднородность диафрагмированного волновода. Дело в том, что последний изготовлен с некоторым разбросом в размерах, приводящим к накапливанию рассогласования на входе с увеличением длины волновода. Опыт показывает, что такое явление часто имеет место. Оно может исказить результаты измерений входного импеданса при использовании длинных нагрузок.

№ нагрузки	$k_н$	k_0	k_1	$k_{вх}$	$x_{мин}$	№ нагрузки	$k_н$	k_0	k_1	$k_{вх}$	$x_{мин}$
1	1,14	1,55	1,96	1,77	97,0	*5*	1,67	1,06	2,75	1,77	98,0
2	1,29	1,36	2,14	1,76	99,0	*6*	1,12	1,62	1,95	1,80	97,7
3	1,29	1,36	2,13	1,76	97,7	*7*	1,11	2,04	1,68	1,80	97,7
4	1,33	1,32	2,21	1,77	97,7	*8*	1,04	1,92	1,82	1,85	97,7

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Chodorow, E. L. Ginzton, Rev. Scient. Instrum., 1955, **26**, 2, 135.
2. Техника сверхвысоких частот, I, перев. с англ. под ред. Я. Н.Фельда, Изд. Советское радио, 1952.
3. Измерения на сверхвысоких частотах, перев. с англ. под ред. В. Б. Штейншлейгера, Изд. Советское радио, 1952.

Физико-технический институт
АН УССР

Поступила в редакцию
26 V 1959

1960 № 6

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КОНЬКОВОГО КОАКСИАЛА

М. В. Вамберский

Находятся общие выражения для составляющих электромагнитного поля в коньковом коаксиале. Решения волнового уравнения выражаются цилиндрическими функциями полуцелого или целого порядка.

Для основного типа волны *TE* найдены соотношения цилиндрических функций, описывающих структуру поля, а также рассчитаны графики для определения волнового числа k_c и критической длины волны $\lambda_{кр}$. Исследованы области круговой поляризации вектора магнитного поля.

Рассматривается применение конькового коаксиала для создания ферритовых резонансных вентилей дециметрового диапазона волн. Методом теории малых возмущений получено выражение для выигрыша вентиля. Расчетные данные по диапазонности вентиля сравниваются с экспериментальными результатами.

ВВЕДЕНИЕ

Размеры резонансных вентилей дециметровых волн, выполняемых в виде отрезков волноводов, часто превышают нормы, определяемые электрической прочностью. Замена волновода коаксиальной линией значительно снижает поперечные размеры и вес устройства, однако отсутствие областей с круговой поляризацией вектора магнитного поля в случае волны *TEM* затрудняет практическое осуществление невзаимных элементов.

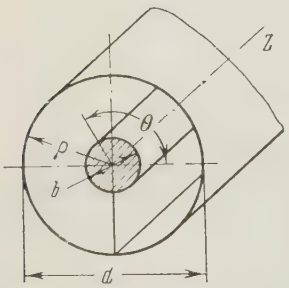


Рис. 1. Коньковый коаксиал

В связи с этим в настоящее время уделяется большое внимание специальным типам волноводов (*П*- и *Н*-волноводы, волноводы трапециевидного сечения). В этих волноводах могут распространяться волны типов *TE* и *TM*, структура которых позволяет осуществлять невзаимные ферритовые изоляторы, циркуляторы и фазовращатели при значительном сокращении размеров устройств, сравнительно со случаем прямоугольного волновода.

Одной из разновидностей модифицированных волноводов является коньковый коаксиал [1—4], поперечное сечение которого изображено на рис. 1. С точки зрения используемого типа волны коньковый коаксиал представляет собой как бы свернутый в трубку прямоугольный волновод небольшой высоты, который в развернутом виде аналогичен волноводу с трапециевидным поперечным сечением.

В данной статье рассматривается структура полей в коньковом коаксиале, а также оценивается возможность его использования в ферритовой технике сверхвысоких частот. Методом теории малых возмущений получено выражение для выигрыша резонансного вентиля в коньковом коаксиале, рассчитана диапазонная зависимость выигрыша. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными.

1. ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ

При решении волнового уравнения будем предполагать, что металлическое ребро конькового коаксиала является бесконечно тонким. Волновое уравнение в общем виде в цилиндрической системе координат имеет

вид

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial A}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2 A}{\partial\theta^2}+\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}+k^2A=0, \tag{1}$$

где A — любая компонента электромагнитного поля; $k^2=\omega^2\mu_0\varepsilon_0$ — волновое число; ρ, θ, z — текущие цилиндрические координаты.

Решая уравнение (1) методом Фурье, получаем

$$A=A_m\left[J_m(k_{cm}\rho)+C_mN_m(k_{cm}\rho)\right]e^{+jm\theta-\gamma z}, \tag{2}$$

где A_m — амплитуда колебания; γ — постоянная распространения; $J_m(k_{cm}\rho)$, $N_m(k_{cm}\rho)$ — функции Бесселя 1-го и 2-го родов m-порядка; C_m — постоянный коэффициент.

Наличие проводящего ребра при $\theta=0$ накладывает на компоненты поля E_ρ, H_θ условие: $E_\rho=H_\theta=0$ при $\theta=0$ и $\theta=2\pi$. Это условие выполняется, если $m={}^1/_2,\ 1,\ {}^3/_2,\ 2,\ldots,\ n/2$, где n — целое число. Отсюда следует, что решение уравнения (1) может быть выражено цилиндрическими функциями целого (как и в случае круглого волновода) и полуцелого порядков. Последние в свою очередь выражаются через элементарные функции [5].

2. ВОЛНЫ ТИПА TE_z

Качественный анализ уравнений Максвелла для рассматриваемой системы показывает возможность существования в ней волн типов TE и TM. Записав уравнение (2) для продольной компоненты магнитного поля в виде

$$H_z=A_m\left[J_{+m}(x)+B_mJ_{-m}(x)\right]e^{+jm\theta-\gamma z}\ *, \tag{3}$$

легко получить выражения для остальных компонент волны типа TE:

$$\begin{aligned}
H_\rho &= -\frac{\gamma}{k_{cm}}A_m\left[J'_{+m}(k_{cm}\rho)+B_mJ'_{-m}(k_{cm}\rho)\right]e^{+jm\theta-\gamma z},\\
H_\theta &= -\frac{j\gamma m}{k_{cm}^2\rho}A_m\left[J_{+m}(k_{cm}\rho)+B_mJ_{-m}(k_{cm}\rho)\right]e^{+jm\theta-\gamma z},\\
E_z &= 0,\\
E_\rho &= \frac{m\omega\mu_0}{k_{cm}^2\rho}A_m\left[J_{+m}(k_{cm}\rho)+B_mJ_{-m}(k_{cm}\rho)\right]e^{+jm\theta-\gamma z},\\
E_\theta &= \frac{j\omega\mu_0}{k_{cm}}A_m\left[J'_{+m}(k_{cm}\rho)+B_mJ'_{-m}(k_{cm}\rho)\right]e^{+jm\theta-\gamma z}.
\end{aligned} \tag{4}$$

В уравнениях (4) выражения $J'_{+m}(k_{cm}\rho)$ и $J'_{m}(k_{cm}\rho)$ являются первыми производными от $J_{+m}(k_{cm}\rho)$ и $J_{-m}(k_{cm}\rho)$ по радиусу ρ.

Накладывая граничные условия на уравнения (4), получаем для величины k_{cm} трансцендентное уравнение в общем виде:

$$B_m=-\frac{J'_{+m}\left(k_{cm}\frac{d}{2}\right)}{J'_{-m}\left(k_{cm}\frac{d}{2}\right)}=-\frac{J'_{+m}\left(k_{cm}\frac{b}{2}\right)}{J'_{-m}\left(k_{cm}\frac{b}{2}\right)}. \tag{5}$$

Рассмотрим сначала основной вид волны TE в коньковом коаксиале, который является аналогом волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе и представляет для практических применений наибольший интерес.

* Запись уравнения (3) дана для случая $m=n/2$, где n — нечетное число.

Основной тип волны в коньковом коаксиале соответствует величине $m = {}^1/_2$. Подставляя m, а также выражения для функций $J_{+1/2}(k\rho)$ и $J_{-1/2}(k_c\rho)$ в уравнения (4), получим следующие выражения для компонент поля основного типа волны TE:

$$
\begin{aligned}
H_z &= A_{1/2}\sqrt{\frac{2}{\pi k_c\rho}}\,[\sin(k_c\rho) + B_{1/2}\cos(k_c\rho)]\cos\frac{\theta}{2}e^{-\gamma z},\\
H_\rho &= -A_{1/2}\frac{\gamma}{k_c^2}\sqrt{\frac{2k_c}{\pi\rho}}\left\{\left[\cos(k_c\rho) - \frac{1}{2k_c\rho}\sin(k_c\rho)\right] - \right.\\
&\qquad \left. - B_{1/2}\left[\sin(k_c\rho) + \frac{1}{2k_c\rho}\cos(k_c\rho)\right]\right\}\cos\frac{\theta}{2}e^{-\gamma z},\\
H_\theta &= A_{1/2}\frac{\gamma}{2k_c^2\rho}\sqrt{\frac{2}{\pi k_c\rho}}\,[\sin(k_c\rho) + B_{1/2}\cos(k_c\rho)]\sin\frac{\theta}{2}e^{-\gamma z},\\
E_z &= 0,\\
E_\rho &= A_{1/2}\frac{j\omega\mu_0}{2k_c^2\rho}\,[\sin(k_c\rho) + B_{1/2}\cos(k_c\rho)]\sin\frac{\theta}{2}e^{-\gamma z},\\
E_\theta &= A_{1/2}\frac{j\omega\mu_0}{k_c}\sqrt{\frac{2k_c}{\pi\rho}}\left\{\left[\cos(k_c\rho) - \frac{1}{2k_c\rho}\sin(k_c\rho)\right] - \right.\\
&\qquad \left. - B_{1/2}\left[\sin(k_c\rho) + \frac{1}{2k_c\rho}\cos(k_c\rho)\right]\right\}\cos\frac{\theta}{2}e^{-\gamma z}.
\end{aligned}
\tag{6}
$$

Накладывая граничные условия:

$$E_\theta = 0,\ H_\rho = 0 \text{ при } \rho = \frac{d}{2} \text{ и } \rho = \frac{b}{2},$$

получаем уравнение для $x = k_c\rho$:

$$-B_{1/2} = \frac{2x\,\mathrm{tg}\,x + 1}{2x - \mathrm{tg}\,x}. \tag{7}$$

Уравнение (7) представлено графически на рис. 2.

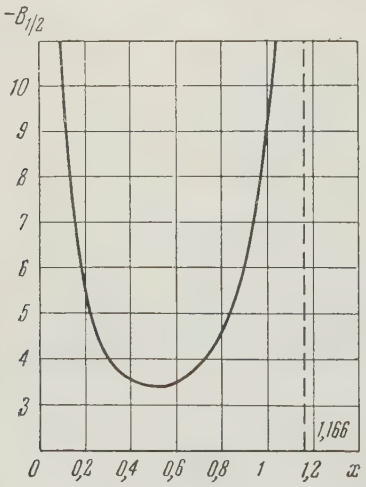


Рис. 2. График функции $B_{1/2}$

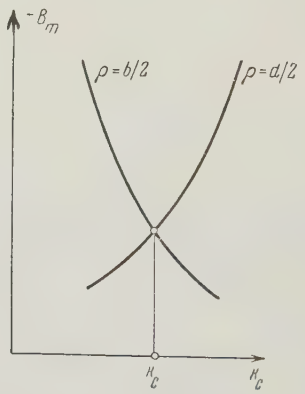


Рис. 3. Графическое решение уравнения (5) для случая $m = {}^1/_2$

Решению уравнения (5) соответствует число k_c, которое для $\rho = b/2$ и $\rho = d/2$ даст одинаковые значения B_m. Уравнение (5) для известных значений b и d при помощи уравнения (7) легко решается графически (см. рис. 3).

Зная величины k_c и $B_{1/2}$, по формулам (6) нетрудно рассчитать все компоненты поля, а также критическую длину волны по формуле

$$\lambda_{кр} = \frac{2\pi}{k_c}.$$

На рис. 4 представлены зависимости $\lambda_{кр}$, $B_{1/2}$, а также k_c, от величины b для коньковых коаксиалов, имеющих диаметр внешнего проводника 30 и 70 *мм*.

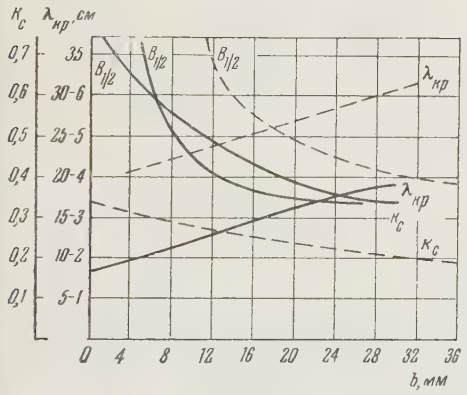


Рис. 4. Зависимость величин $\lambda_{кр}$, $B_{1/2}$ и k_c от диаметра b (—— $d = 30$ *мм*, – – – – $d = 70$ *мм*)

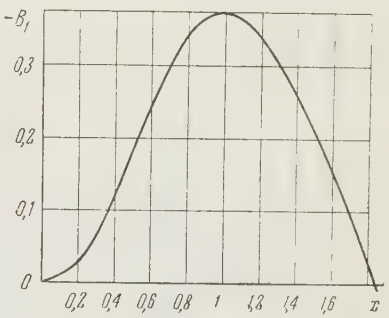


Рис. 5 График функции B_1

Из рис. 2 нетрудно заметить, что если диаметр b стремится к нулю, то величина $x_{d/2}$ стремится к 1,166, что позволяет получить для критической длины волны выражение

$$\lambda_{кр} \simeq 2{,}7\, d. \tag{8}$$

В данном случае коньковый коаксиал превращается в коньковый волновод.

Для высших типов волн TE при $m = 1$ и $m = 3/2$ трансцендентное уравнение для волнового числа k_c может быть решено при помощи следующих выражений:

$$-B_1 = \frac{J_0(x) - \frac{1}{x} J_1(x)}{N_0(x) - \frac{1}{x} N_1(x)}, \tag{9}$$

$$-B_{3/2} = \frac{3x + \operatorname{tg} x\,(2x^2 - 3)}{3x \operatorname{tg} x - (2x^2 - 3)}. \tag{10}$$

Выражения (9) и (10) представлены в виде графиков на рис. 5 и 6.

Так как для волн типа TE в коньковом коаксиале имеют место продольная и поперечная составляющие магнитного поля H, то следует предполагать наличие области с круговой поляризацией. Эллиптичность поля H выражается соотношением

$$\mathcal{Э} = \frac{H_\theta}{H_z} = \frac{\gamma}{2k_c^2 \rho} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \tag{11}$$

где $\gamma = \sqrt{k_c^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2}$.

Зависимость (11) для коаксиала с $d = 30$ *мм* представлена графически на рис. 7. Интересной особенностью конькового коаксиала следует считать зависимость эллиптичности поля H от радиуса. При $Э = 1$

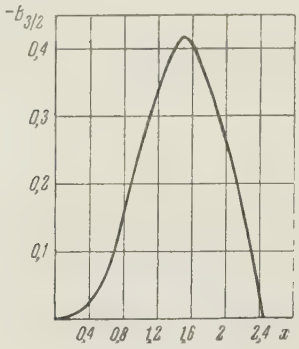


Рис. 6

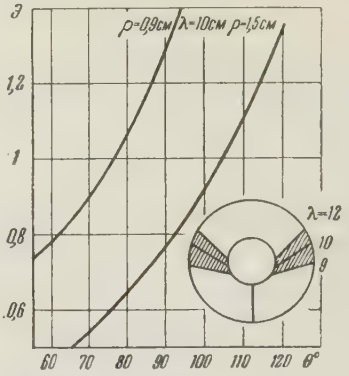


Рис. 7

Рис. 6. График функции $B_{3/2}$

Рис. 7. Зависимость эллиптичности поля H от угла θ в коньковом коаксиале с размерами $b = 18$ *мм*, $d = 30$ *мм*. На рисунке схематически изображено смещение поверхностей круговой поляризации поля H в зависимости от длины волны λ в *см*

уравнение поверхности круговой поляризации примет следующий вид:

$$\operatorname{tg}\frac{\theta}{2} = \frac{2k_{cr}^2\rho}{\gamma}. \tag{12}$$

Смещение поверхности круговой поляризации в коньковом коаксиале с внешним диаметром $d = 30$ *мм* при изменении длины волны от 9 до 12 *см* представлено схематически на рис. 7.

3. ВОЛНЫ ТИПА *ТМ*

Для продольной компоненты электрического поля уравнение (2) запишется в виде

$$E_z = A_m\left[J_{+m}(x) + B_m J_{-m}(x)\right] e^{+jm\theta-\gamma z} \tag{13}$$

и далее

$$\begin{aligned}
E_\rho &= -\frac{\gamma}{k_{cm}} A_m\left[J'_{+m}(k_{cm}\rho) + B_m J'_{-m}(k_{cm}\rho)\right] e^{+jm\theta-\gamma z},\\
E_\theta &= -\frac{j\gamma m}{k_{cm}^2\rho} A_m\left[J_{+m}(k_{cm}\rho) + B_m J_{-m}(k_{cm}\rho)\right] e^{+jm\theta-\gamma z},\\
H_z &= 0,\\
H_\rho &= -\frac{m\omega\varepsilon_0}{k_{cm}^2\rho} A_m\left[J_{+m}(k_{cm}\rho) + B_m J_{-m}(k_{cm}\rho)\right] e^{+jm\theta-\gamma z},\\
H_\theta &= -\frac{j\omega\varepsilon_0}{k_{cm}} A_m\left[J'_{+m}(k_{cm}\rho) + B_m J'_{-m}(k_{cm}\rho)\right] e^{+jm\theta-\gamma z}.
\end{aligned} \tag{14}$$

Накладывая граничные условия на уравнения (14), получаем трансцендентное уравнение для величины k_{cm}:

$$B_m = -\frac{J_{+m}\left(k_{cm}\frac{d}{2}\right)}{J_{-m}\left(k_{cm}\frac{d}{2}\right)} = -\frac{J_{+m}\left(k_{cm}\frac{b}{2}\right)}{J_{-m}\left(k_{cm}\frac{b}{2}\right)}. \tag{15}$$

Для основного типа волны, аналогичного волне TM в прямоугольном волноводе, уравнение (15) может быть решено при помощи следующего выражения:

$$B_{1/2} = -\operatorname{tg} x. \tag{16}$$

4. ФЕРРИТОВЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ВЕНТИЛЬ В КОНЬКОВОМ КОАКСИАЛЕ

Одним из наиболее удачных применений конькового коаксиала в технике дециметровых волн является использование его для ферритовых резонансных вентилей.

Сохраняя преимущества наиболее выигрышной для дециметрового диапазона волн конфигурации ферритового элемента (плоская пластинка, намагниченная перпендикулярно широкой плоскости), резонансный вентиль в коньковом коаксиале может работать при сильноуменьшенном магнитном зазоре за счет заполнения центрального проводника магнитопроводящим материалом. Вопросы теплоотвода также решаются просто за счет наличия теплового контакта между внутренним и наружным проводниками конькового коаксиала.

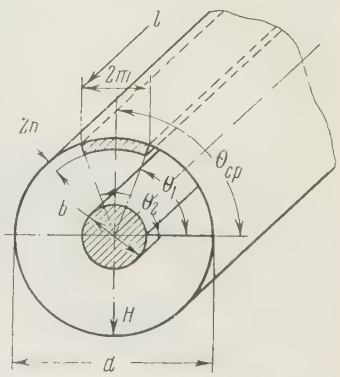


Рис. 8. Схема ферритового резонансного вентиля в коньковом коаксиале

Свернутость конструкции помимо уменьшения поперечных размеров устройства позволяет при одном направлении постоянного магнитного поля размещать в коаксиале четыре ферритовых пластинки, что дает возможность при использовании разных величин намагниченности насыщения ферритов значительно расширять рабочую полосу частот.

Представляется интересным произвести количественный анализ выигрыша резонансного вентиля в коньковом коаксиале. Рассматриваемая геометрия вентиля в коньковом коаксиале представлена на рис. 8. Ферритовая пластинка расположена на внешнем проводнике конькового коаксиала.

Общая формула для потерь в цилиндрическом фидере с цилиндрическим ферритовым образцом имеет вид

$$P = 4{,}343\,\frac{\omega l}{p}\int\limits_{S_1}[(\Delta\bar{\bar{\mu}}\vec{H})''\vec{H}^*_{0i} + (\Delta\varepsilon\vec{E})''\vec{E}^*_{0i}]\,d\vec{S}. \tag{17}$$

Формула (17) получена без учета концевых эффектов, поэтому она справедлива для тонких и длинных ферритовых образцов. В формуле (17) P — потери в децибелах; ω — круговая частота; l — длина феррита; S_1 — площадь поперечного сечения феррита; $\Delta\bar{\bar{\mu}} = \bar{\bar{\mu}} - \mu_0$; $\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_0$; $\bar{\bar{\mu}}$ и ε — соответственно тензор магнитной и скаляр-диэлектрической проницаемостей ферритов; $\vec{H}$ и $\vec{E}$ — компоненты магнитного и электрического полей внутри феррита; $\vec{H}_{0i}$ и $\vec{E}_{0i}$ — компоненты невозмущенного поля в объеме феррита; знак * означает комплексное сопряжение; знак $''$ означает использование мнимой части произведения $\Delta\bar{\bar{\mu}}\vec{H}$ или $\Delta\varepsilon\vec{E}$; $p = \int\limits_{S_0}[\vec{E}^*_{0i}\vec{H}_{0i}]\,d\vec{S}$; S_0 — площадь поперечного сечения волновода.

Необратимые потери в феррите отражаются выражением $(\Delta\bar{\bar{\mu}}\vec{H})''\vec{H}^*_{0i}$.

Предполагая наличие в коньковом коаксиале основного типа волны $TE_{\frac{1}{2}0}$, можно получить следующее выражение для выигрыша:

$$B = \frac{P_{\text{обр}}}{P_{\text{пр}}} = \frac{1 + \dfrac{Б}{A} + \delta_э}{1 - \dfrac{Б}{A} + \delta_э}, \tag{18}$$

где $P_{обр}$ и $P_{пр}$ — обратные и прямые потери в феррите;

$$Б = Mk'' \frac{\gamma}{k_c^2} \sin\frac{\theta_2+\theta_1}{2} \sin\frac{\theta_2-\theta_1}{2};$$

$$A = M\mu'' \frac{\gamma^2}{k_c^4 d} \frac{1}{2}\left[\frac{\theta_2-\theta_1}{2} - \sin\frac{\theta_2-\theta_1}{2}\cos\frac{\theta_2+\theta_1}{2}\right] +$$

$$+ M\mu'' \frac{d}{2}\left[\frac{\theta_2-\theta_1}{2} + \sin\frac{\theta_2-\theta_1}{2}\cos\frac{\theta_2+\theta_1}{2}\right];$$

M — постоянный коэффициент, определяемый размерами образца и фидера; μ'' и k'' — мнимые части компонент тензора магнитной проницаемости ферритов; $\delta_э$ — член, отражающий обратимые диэлектрические и магнитные потери.

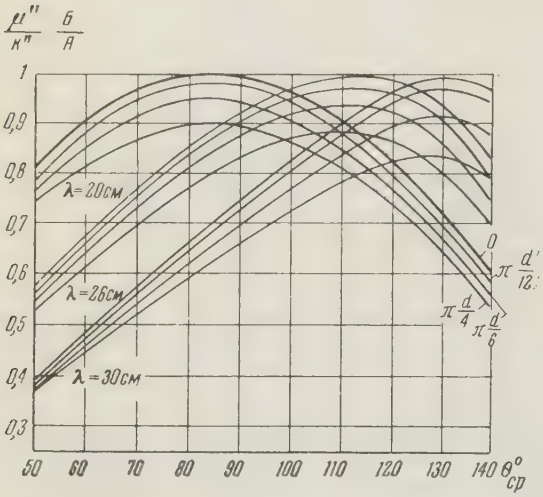


Рис. 9

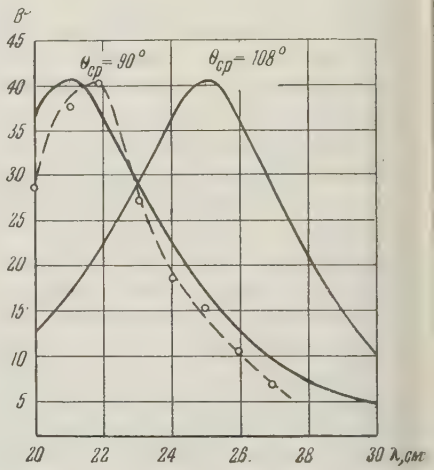


Рис. 10

Рис. 9. Зависимость величины $\frac{\mu''}{k''}\frac{Б}{A}$ от $\theta_{ср}$ для различных значений величин $2m$ и λ

Рис. 10. Зависимость величины выигрыша вентиля от длины волны. Пунктиром дана экспериментальная кривая

Отношение $Б/A$ записывается в виде

$$\frac{Б}{A} = \frac{k''}{\mu''} \frac{\sin\theta_{ср}\sin\frac{2m}{d}}{\frac{\gamma}{2k_c^2 d}\left[\frac{2m}{d} - \sin\frac{2m}{d}\cos\theta_{ср}\right] + \frac{k_c^2 d}{2\gamma}\left[\frac{2m}{d} + \sin\frac{2m}{d}\cos\theta_{ср}\right]},$$

где (19)

$$\theta_{ср} = \frac{\theta_2+\theta_1}{2}; \quad 2m \simeq \frac{d}{2}(\theta_2-\theta_1).$$

Формула (19) для случая конькового коаксиала с внешним диаметром $d = 70$ *мм* и внутренним диаметром $b = 40$ *мм* представлена на рис. 9.

Из рис. 9 видно, что большое влияние на величину выигрыша оказывает $\theta_{ср}$, т. е. угловое расположение ферритовой пластинки.

Для диапазонного расчета величины выигрыша необходимо знать величины k''/μ'' и $\delta_э$, а также их частотные характеристики. И та и другая величины определяются свойствами феррита. Предполагается,

что член $\delta_э$ учитывает только обратимые магнитные потери, выходящие за рамки теории Полдера. В этом случае член k''/μ'' можно учесть теоретически, используя соответствующие решения уравнения движения электронного спина с учетом затухания. Выражение для члена k''/μ'' может быть записано в виде

$$\frac{k''}{\mu''} = \frac{2\dfrac{\omega}{\omega_{рез}}}{1+\left(\dfrac{\omega}{\omega_{рез}}\right)^2}. \qquad (20)$$

Здесь ω — рабочая угловая частота; $\omega_{рез}$ — резонансная частота. Член $\delta_э$ для существующих марок ферритов дециметровых волн оценить теоретически не представляется возможным. Величина $\delta_э$ легко определяется экспериментально из максимальной величины выигрыша. Зная $\delta_э$ и пользуясь выражениями (18)—(20), легко построить теоретическую зависимость $B = f(\lambda)$.

На рис. 10 приведены теоретические зависимости величины выигрыша B вентиля от длины волны в коньковом коаксиале с внешним диаметром $d = 70$ *мм*, внутренним диаметром $b = 40$ *мм* и величиной $2m = 22$ *мм* в диапазоне волн 20—30 *см*. Пунктиром показана экспериментальная зависимость. Величина $\delta_э$ определялась экспериментально и оказалась равной 0,033.

Из рис. 10 видно, что теоретические и экспериментальные кривые величины выигрыша совпадают с достаточной степенью точности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного анализа получены общие формулы, описывающие структуру волн типов TE и TM в коньковом коаксиале. Для волн типа TE дано решение трансцендентных уравнений для величины k_{cm}, а для волны $TE_{\frac{1}{2}0}$ приведены графики, позволяющие определить величины k_c, $\lambda_{кр}$, $B_{1/2}$ для двух значений внешнего диаметра конькового коаксиала $d = 30$ и $d = 70$ *мм*. Для волны типа $TE_{\frac{1}{2}0}$ исследованы области с круговой поляризацией вектора H.

Расчет выигрыша ферритового резонансного вентиля в коньковом коаксиале с размерами $d = 70$ *мм* и $b = 40$ *мм* хорошо совпадает с экспериментальными данными. Предполагаемая методика расчета может быть использована для теоретической оценки диапазонности подобных вентилей.

Использование конькового коаксиала для построения ферритовых резонансных вентилей дециметрового диапазона с коаксиальным подключением следует считать весьма перспективным.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. L. Barrow, U. S. patent 2281552 filed october 31, 1938.
2. Дж. К. Саусворт, Принципы и применения волноводной передачи, Изд. Советское радио, 1955.
3. Г. В. Кисунько, Электродинамика полых систем, Изд. ВКАС, 1949.
4. Б. А. Введенский, А. Г. Аренберг, Радиоволноводы, ч. 1, ОГИЗ, ГТИ, 1946.
5. Т. А. Розет, Элементы теории цилиндрических функций с приложениями к радиотехнике, Изд. Советское радио, 1956.

Поступила в редакцию
11 VII 1959

1960 № 6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ВДОЛЬ ЦИЛИНДРА ИОНИЗИРОВАННОГО ГАЗА

В. И. Зимина

Описывается экспериментальное исследование распространения электромагнитных волн дециметрового диапазона вдоль цилиндрических трубок, заполненных ионизированным газом.

Рассматриваются зависимости фазовой скорости, затухания распространяющихся волн, коэффициента замедления и величины критической электрической проницаемости от концентрации электронов.

Теоретическое исследование возможности распространения электромагнитных волн вдоль цилиндра, образованного ионизированным газом, показало, что распространение имеет место при отрицательной электрической проницаемости газа, абсолютное значение которой должно быть больше некоторого критического, близкого к единице в системе CGSE [1, 2].

Перенос электромагнитной энергии вдоль цилиндра ионизированного газа характеризуется следующими свойствами: 1) возможностью изменения постоянной распространения и фазовой скорости в больших пределах при помощи регулировки количества электронов в ионизированном газе; 2) большой степенью концентрации электромагнитной энергии около поверхности цилиндра.

Задачей данной статьи является изложение результатов экспериментального исследования и их сравнение с выводами теории.

При экспериментальных исследованиях определялись: а) условия в ионизированном газе, необходимые для практического получения отрицательной электрической проницаемости, б) величина критической электрической проницаемости, в) зависимость фазовой скорости от концентрации электронов, г) затухание электромагнитной энергии, переносимой вдоль трубки, заполненной газом.

Выяснение условий, при которых возможно получение отрицательной электрической проницаемости, состоит в нахождении необходимого давления газа в трубке, величины тока через трубку и ее радиуса. Выбор диаметра трубки играет важную роль, так как размеры трубки ограничивают свободный пробег электронов, что ведет к увеличению числа соударений электронов с молекулами и к возрастанию потерь. Влияние стенок трубки особенно сказывается при малых давлениях газа, необходимых при сравнительно длинных волнах. При давлении газа порядка 10^{-2}— 10^{-3} *мм* рт. ст. и диаметре трубки 3,5 *см* потери энергии, обусловленные соударениями электронов с молекулами, оказались приемлемыми в дециметровом диапазоне, т. е. здесь выполнялось условие $\omega^2 \gg \nu^2$. Поэтому основная часть экспериментальной работы проводилась на дециметровых волнах.

В результате многочисленных экспериментов с трубками, заполненными различными инертными газами (неон, аргон, ксенон, криптон) и парами ртути, было установлено, что наилучшим заполнителем для трубок являются пары ртути, так как для возникновения газового разряда в этом случае требуются низкие потенциалы зажигания порядка 110—120 *в*

и достаточно легко (путем изменения температуры) производится регулировка давления газа в трубке.

Метод определения знака электрической проницаемости ионизированного газа заключался в нахождении знака емкости конденсатора, диэлектриком которого служил исследуемый газ. Конденсатор образовывался двумя пластинками из медной фольги, наложенными на поверхность трубки снаружи.

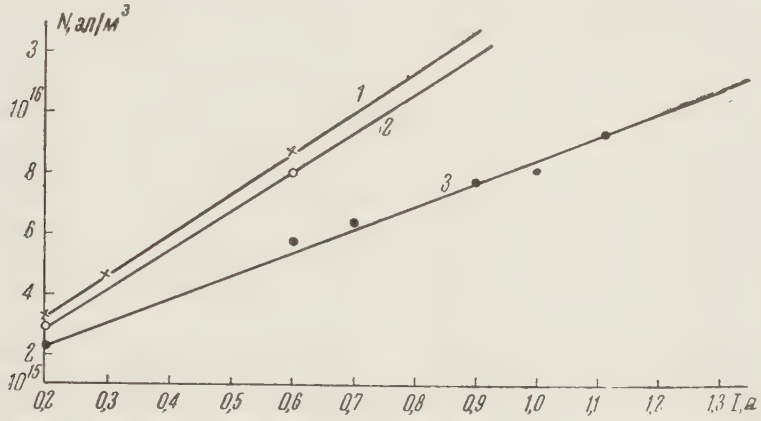


Рис. 1. Зависимость концентрации электронов от тока для разных давлений газа (*мм* рт. ст.):

1 — $p = 2 \cdot 10^{-3}$; *2* — $p = 10^{-3}$; *3* — $p = 10^{-4}$

Измерения проводились при помощи измерительной длинной линии и прибора для измерения добротности.

При достижении разрядным током определенной величины измеряемая емкость принимала отрицательные значения. Нулевым значениям емкости и, следовательно, нулевым величинам электрической проницаемости соответствуют определенные токи, которые были зафиксированы для разных частот.

Используя формулу резонанса в ионизированном газе:

$$\frac{Ne^2}{m\omega^2\varepsilon_0} = 1,$$

находим концентрацию электронов N по найденной ранее зависимости тока от частоты ω.

Соответствующие кривые приведены на рис. 1. Особенностью кривых является их линейный характер в пределах рабочих токов.

Эти данные позволили получить кривые зависимости электрической проницаемости газа от тока, которые показали, что электрическая проницаемость становится отрицательной при достижении током определенной величины, увеличиваясь по абсолютному значению с ростом тока.

Как уже указывалось, одной из особенностей распространения электромагнитных волн вдоль цилиндрической трубки, заполненной ионизированным газом, является зависимость фазовой скорости от концентрации электронов.

На рис. 2 приведены расчетные и экспериментальные кривые зависимости фазовой скорости от ε для трубок диаметром 3,5 *см* для двух частот $f_1 = 594$ *Мгц* и $f_2 = 375$ *Мгц* ($ka = 0{,}23$ и $ka = 0{,}14$). Для экспериментальной проверки этих данных вдоль трубки создавались стоячие волны, длина которых изменялась с изменением величины разрядного тока.

Возбуждение поверхностных волн осуществлялось при помощи конического рупора длиной 100 *мм* и диаметром, менявшимся от 50 до 100 *мм*.

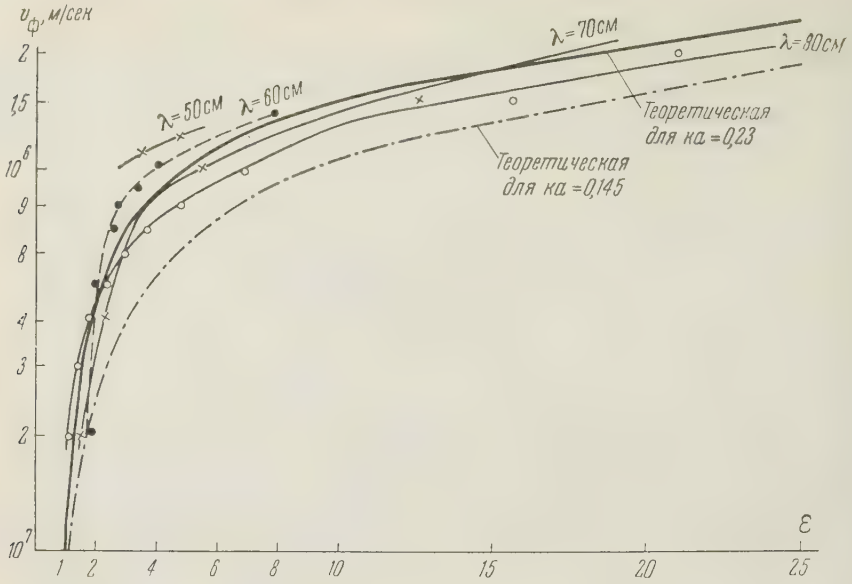


Рис. 2

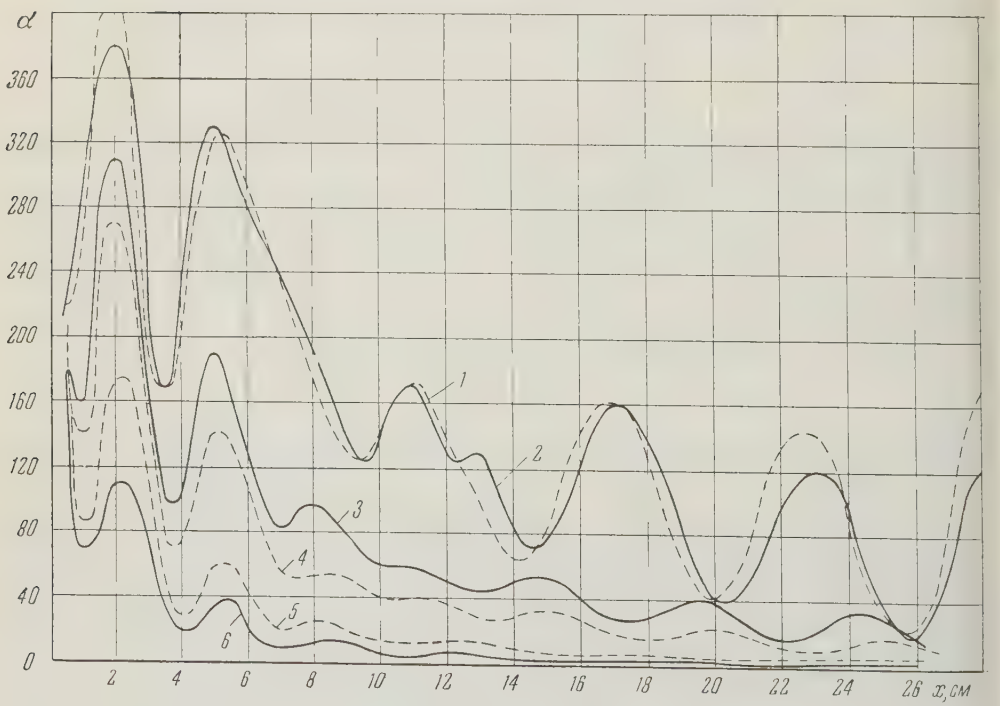


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость фазовой скорости от электрической проницаемости для радиуса трубки $a = 1{,}75$ *см*

Рис. 3. Стоячие волны вдоль трубки ($\lambda_{ген} = 80$ *см*):

1 — $I = 300$ *ма*; *2* — $I = 290$ *ма*; *3* — $I = 280$ *ма*; *4* — $I = 270$ *ма*; *5* — $I = 265$ *ма*; *6* — $I = 260$ *ма*

Стоячие волны были получены в результате отражения распространяющихся вдоль трубки волн от медного диска, помещенного на конце трубки.

Измерения длины поверхностных волн производились при помощи небольших зондов, перемещавшихся вдоль оси трубки x.

В результате этих измерений была получена картина стоячих волн при разных разрядных токах I, изображенная на рис. 3, где по оси ординат отложены показания прибора, связанного с зондом.

Графики отражают появление стоячих волн при определенных значениях тока, что характеризует начало процесса распространения электромагнитных волн вдоль трубки и, следовательно, величину критической электрической проницаемости, которая оказалась близкой к теоретическому значению $\varepsilon \simeq 1{,}15\varepsilon_0$. Графики рис. 3 могут быть использованы для определения постоянной распространения, фазовой скорости и затухания.

Постоянная распространения h определялась непосредственно из графиков по измеренной длине волны $\lambda_п$ для какого-либо тока:

$$h = \frac{2\pi}{\lambda_п},$$

затем находилась фазовая скорость

$$v_ф = c\,\frac{k}{h}.$$

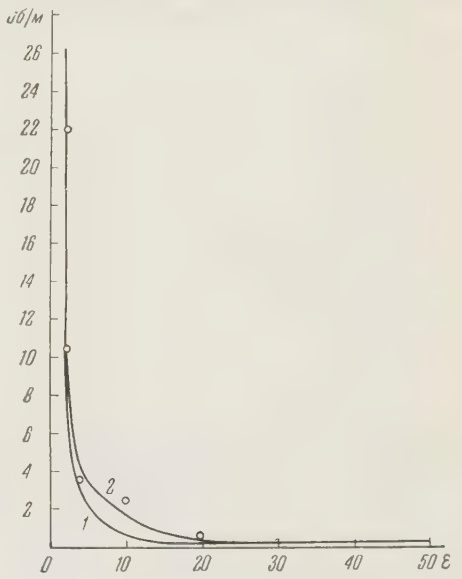


Рис. 4. Зависимость затухания от электрической проницаемости для $ka = 0{,}145$, $\nu = 2 \cdot 10^7$ *сек*$^{-1}$:

1 — теоретическая зависимость; *2* — экспериментальная зависимость

Полученные таким способом кривые фазовой скорости показаны на рис. 2; совпадение теоретических и экспериментальных данных можно считать удовлетворительным.

Затухание, которое имеет место при распространении электромагнитных волн вдоль трубки с ионизированным газом, обусловлено в основном соударениями электронов с молекулами. Для выяснения характера зависимости затухания от основных параметров ионизированного газа были использованы графики стоячих волн, огибающая которых характеризует величину затухания в зависимости от тока, т. е. от электрической проницаемости. Соответствующая экспериментальная кривая приведена на рис. 4, на котором нанесена также и теоретическая зависимость, построенная по формуле для постоянной затухания.

Эксперименты показали также наличие быстрого спадания поля в радиальном направлении, т. е. концентрацию поля около поверхности трубки.

ВЫВОДЫ

Экспериментальное исследование распространения электромагнитных волн вдоль цилиндра ионизированного газа подтвердило основные выводы теории.

Экспериментально были найдены условия, необходимые для создания отрицательной электрической проницаемости ионизированного газа в дециметровом диапазоне волн, и проверены основные свойства распространяющейся электромагнитной волны.

Эксперимент подтвердил существенную зависимость фазовой скорости от электрической проницаемости ионизированного газа и наличие большого замедления электромагнитных волн при малых значениях электрической проницаемости.

В заключение автор выражает глубокую благодарность А. А. Пистолькорсу, под руководством которого проводилась работа.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Schumann, *Z.* Naturforsch., 1950, **5a**, H. 4.
2. В. И. Зимина, Сб. трудов Научно-технического общества радиотехники и электросвязи им А. С. Попова, 1959, 4, 180.

Поступила в редакцию
4 VIII 1959

1960 № 6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫРОЖДЕННОГО РЕЖИМА ФЕРРИТОВОГО УСИЛИТЕЛЯ

В. П. Тычинский, Ю. Т. Деркач, В. В. Карпецкий

Основные результаты работ Мандельштама, Папалекси [5] и Дивильковского, Рытова [6] используются для описания характеристик ферритового усилителя в вырожденном электромагнитном режиме. Значения эквивалентных параметров взяты из теории ферритового усилителя [1, 2, 3]. Экспериментальные характеристики зависимости усиления и входного КСВН от нагруженной добротности, мощности и фазы возбуждения сравниваются с теоретическими. Отмечено хорошее качественное, а в ряде случаев и количественное, согласие квазилинейной теории ферритового усилителя с экспериментом. Кратко обсуждается роль высших нелинейных членов намагниченности.

ВВЕДЕНИЕ

Цель настоящей статьи заключается в сопоставлении экспериментальных результатов, полученных авторами на макете ферритового усилителя СВЧ резонаторного типа, с приближенной квазилинейной теорией параметрической регенерации, развитой в работах Мандельштама, Папалекси и их сотрудников.

Основы теории ферритового усилителя развиты в работах Сула [1, 2, 3]. Последовательное рассмотрение процессов в феррите, находящемся под действием постоянного и высокочастотного магнитных полей, привело Сула к выводу о возможности трех основных режимов работы ферритового усилителя. Самым легким для практического осуществления оказался электромагнитный режим, точнее, вырожденный случай этого режима.

Ферритовый усилитель такого рода был впервые создан Вейсом [7]. Сам факт реализации усилителя явился убедительным подтверждением основных положений теории Сула. Однако ни в первой работе Вейса, ни в более поздних публикациях [8, 9] фактически не содержится сопоставления экспериментальных результатов с предсказаниями теории.

Квазилинейная теория Сула не дает оценки влияния на работу усилителя высших нелинейных членов намагниченности [4], а приводит лишь к приближенному пороговому значению мощности возбуждения и не рассматривает фазовых соотношений между усиливаемым сигналом и возбуждением, что существенно для вырожденного электромагнитного режима.

Фазовые соотношения в параметрических системах были изучены теоретически и экспериментально в работах Мандельштама и Папалекси [5], Дивильковского и Рытова [6] и др.

К сожалению, многочисленные и весьма глубокие по физическому содержанию работы советских ученых по параметрической регенерации не нашли своего отражения в современных иностранных работах, посвященных параметрическим усилителям.

Ввиду сложности физических явлений в феррите теория усилителя основана на большом количестве допущений, и при сопоставлении ее с экспериментом трудно избежать неоднозначности.

Указанные трудности могут быть преодолены при изменении общего подхода к задаче.

Используя эквивалентную схему параметрического усилителя и весьма общие по своему характеру результаты работ [5, 6] для конкретной модели ферритового усилителя, можно произвести сопоставление экспериментальных характеристик с теоретическими. Выражения для параметра регенерации нужно получить из качественной теории ферритового усилителя, содержащей некоторые величины (например, коэффициент заполнения), не поддающиеся точному расчету.

Этот метод, по-видимому, наиболее пригоден для анализа электромагнитного режима, в наименьшей степени связанного со спецификой явлений в феррите.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

Следуя анализу Мандельштама и Папалекси [5], рассмотрим колебательный контур, состоящий из емкости C, постоянного сопротивления R и самоиндукции L, величина которой изменяется по закону

$$L = L_0(1 + m\sin 2\omega t),\ m \ll 1.$$

На систему действует внешний сигнал

$$E = E_0 \sin(\omega t - \psi).$$

Дифференциальное уравнение для тока i в контуре имеет вид

$$\frac{d}{dt}(Li) + Ri + \frac{\int i dt}{C} = E_0 \sin(\omega t - \psi).$$

Это уравнение можно привести к «безразмерной» форме

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + x = \frac{\lambda(1-\xi)\sin(\tau-\psi) + (\xi + m\sin 2\tau)\,x - \left(\frac{1}{Q_н} + 2m\cos 2\tau\right)\frac{dx}{d\tau}}{1 + m\sin 2\tau}, \qquad (1)$$

где приняты следующие обозначения: $\tau = \omega t$; $\xi = (\omega^2 - \omega_0^2)/\omega^2$ — расстройка; $\lambda = E_0/U_0$ — приведенная внешняя эдс; $Q_н = \omega L_0/R = 1/\omega CR$ — нагруженная добротность контура; $x = \frac{\int i dt}{CU_0}$ — приведенное напряжение на конденсаторе контура.

Ограничиваясь значениями m, λ, ξ и $1/Q_н$, малыми по сравнению с единицей, будем искать решение уравнения (1) в виде

$$x = A\sin(\tau - \varphi).$$

В нулевом приближении [5] получим

$$A = \lambda Q_н \frac{\sqrt{1 + \frac{m^2}{4}Q_н^2 + \xi^2 Q_н^2 - 2\frac{m}{2}\xi Q_н^2 \sin 2\psi + 2\frac{m}{2}Q_н\cos 2\psi}}{1 - \frac{m^2}{4}Q_н + \xi^2 Q_н^2},$$

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\xi Q_н \operatorname{tg}\psi - \left(\frac{m}{2}Q_н + 1\right)}{\xi Q_н + \left(1 - \frac{m}{2}Q_н\right)\operatorname{tg}\psi}.$$

Проанализируем выражение для A, введя предварительно обозначения $\frac{m}{2}Q_н = \varepsilon$, $\xi Q_н = \beta$. Тогда

$$A = \lambda Q_н \frac{\sqrt{1 + \varepsilon^2 + \beta^2 - 2\varepsilon\beta\sin 2\psi + 2\varepsilon\cos 2\psi}}{1 - \varepsilon^2 + \beta^2}.$$

В отсутствие модуляции параметра ($\varepsilon = 0$) и расстройки ($\beta = 0$) отношение напряжения на конденсаторе контура к напряжению на активном сопротивлении будет численно равно нагруженной добротности контура

$$Q_{\text{н}} = \frac{A}{\lambda}\Big|_{\substack{\varepsilon=0,\\ \beta=0}}$$

Это определение добротности можно распространить на регенерированный ($\varepsilon \neq 0$) и расстроенный ($\beta \neq 0$) контуры, введя эффективную добротность

$$Q'(\beta, \varepsilon) = \frac{A(\beta, \varepsilon)}{\lambda} = Q_{\text{н}} \frac{\sqrt{1 + \varepsilon^2 + \beta^2 - 2\varepsilon\beta \sin 2\psi + 2\varepsilon \cos 2\psi}}{1 - \varepsilon^2 + \beta^2}. \qquad (2)$$

Для обычного расстроенного контура ($\varepsilon = 0$, $\beta \neq 0$) получим из (2)

$$Q'(\beta, 0) = \frac{Q_{\text{н}}}{\sqrt{1+\beta^2}}. \qquad (3)$$

Из сравнения (2) и (3) видно различие в форме резонансных кривых регенерированного и обычного контуров. Согласно (2) влияние регенерации и расстройки на контур с добротностью $Q_{\text{н}}$ можно учесть введением некоторого нерегенерированного и точно настроенного контура с добротностью $Q'(\beta,\varepsilon)$. При нашем же определении эффективная добротность $Q'(\beta, \varepsilon)$ зависит по величине как от глубины модуляции параметра ε, так и от степени расстройки контура β и фазы ψ.

В зависимости от значения фазового угла ψ при неизменных ε и β увеличение эффективной добротности может сменяться ее уменьшением. При $\varepsilon = 1$ в отсутствие расстройки добротность Q' становится равной бесконечности, т. е. в контуре начинаются автоколебания.

В работе Дивильковского и Рытова [6] рассмотрен случай воздействия нерезонансного внешнего сигнала частоты ω на регенерированный контур с собственной частотой ω_0 при частоте изменения параметра $2\omega_0$.

Анализ показывает, что в этом случае в системе имеет место бигармонический режим (биения) с частотой $\omega - \omega_0$, что приводит к появлению в спектре дополнительной линии частоты $2\omega_0 - \omega$.

При использовании достаточно инерционного индикатора, регистрирующего лишь среднее значение квадрата амплитуды, эквивалентная добротность регенерированного контура будет равна

$$Q'_{\text{ср}}(\beta\ \ \varepsilon) = \frac{\overline{(A^2)}^{1/2}}{\lambda} = Q_{\text{н}} \sqrt{\frac{1 + \beta^2 + \varepsilon^2}{(1 + \beta^2 + \varepsilon^2)^2 - 4\varepsilon^2}}. \qquad (4)$$

Сравнение (4) с эквивалентной добротностью обычного расстроенного контура (2) показывает, что и в этом случае имеет место частичная компенсация собственных потерь вследствие параметрической регенерации.

Изменение эквивалентной добротности регенерированного контура может быть обнаружено по величине отраженного или проходящего сигнала в линиях, связанных с рассматриваемым контуром.

При малых глубинах модуляции параметра можно считать, что характеристики элементов связи (например $Q_{\text{вн}}$) в системе не меняются, а действие регенерации эквивалентно введению отрицательного активного сопротивления.

Коэффициент отражения по напряжению в линии передачи, связанной с резонансным контуром ($Q_{\text{н}}$, $Q_{\text{вн}}$), определяется формулой

$$|\Gamma| = \frac{2Q_{\text{н}}}{Q_{\text{вн}}} - 1.$$

Для слаборасстроенного или регенерированного контура можно воспользоваться этой же формулой, заменив нагруженную добротность $Q_н$ эффективной добротностью резонатора Q':

$$|\Gamma| = \frac{2Q'}{Q_{вн}} - 1. \qquad (5)$$

При индикации проходящего сигнала имеет место аналогичная зависимость

$$|T| = \frac{2Q'}{\sqrt{Q_{вн1} Q_{вн2}}},$$

где $|T|$ — коэффициент передачи напряжения; $Q_{вн1}$ и $Q_{вн2}$ — внешние добротности на входе и выходе резонатора.

При симметричной связи на входе и выходе ($Q_{вн1} = Q_{вн2} = Q_{вн}$)

$$|T| = \frac{2Q'}{Q_{вн}}, \quad |\Gamma| = |T| - 1$$

Из теории [1, 2, 3] для вырожденного электромагнитного режима ферритового усилителя следует, что пороговое значение напряженности высокочастотного поля возбуждения, при котором глубина модуляции параметра оказывается достаточной для начала автоколебаний, выражается формулой

$$(h_в^+)_{пор} = \frac{\frac{\omega_c}{\omega_M}\left[\left(\frac{\Delta\omega}{\gamma}\right)^2 + (\Delta H)^2\right]^{1/2}}{Q_н F}, \qquad (6)$$

где $(h_в^+)_{пор}$ — пороговое значение напряженности поля компоненты положительной круговой поляризации; $\Delta\omega = \omega_в - 2\omega_0$ — разность частот однородной прецессии ферритового образца и частоты возбуждения $2\omega_0$; ΔH — полуширина линии ферромагнитного резонанса; F — коэффициент заполнения, характеризующий степень связи магнитных полей в феррите и резонаторе; ω_c / ω_M — коэффициент порядка единицы.

Из определения порогового значения эквивалентного параметра модуляции $m_{пор} = 2 / Q_н$ следует

$$m_{пор} = \frac{2\omega_M F (h_в^+)_{пор}}{\omega_c \left[\left(\frac{\Delta\omega}{\gamma}\right)^2 + \Delta H^2\right]^{1/2}}$$

и, следовательно,

$$\varepsilon = \frac{m}{m_{пор}} = \frac{h_в^+}{(h_в^+)_{пор}} = \sqrt{\frac{P}{P_{пор}}},$$

поскольку

$$h_в^+ = k_1 \sqrt{P},$$

где k_1 — коэффициент, зависящий от импеданса резонатора или волновода на частоте возбуждения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследование ферритового усилителя производилось по отраженному и проходящему сигналам на установке, блок-схема которой изображена на рис. 1.

Основными элементами в ней являются импульсный магнетрон — источник энергии возбуждения частоты $\omega_в$, генератор сигнала (ферритовый

генератор) на половинной частоте $\omega_в/2$ и ферритовый усилитель конструкции, подобной описанной Вейсом [7]. В цепях индикации входного и выходного сигналов применялись измерительная линия, детекторная головка, широкополосный усилитель и импульсный осциллограф.

На установке можно получить кратное (1 : 2) соотношение частот сигнала и возбуждения при любой фиксированной разности фаз между ними. Особенность установки состоит в том, что от одного генератора возбужде-

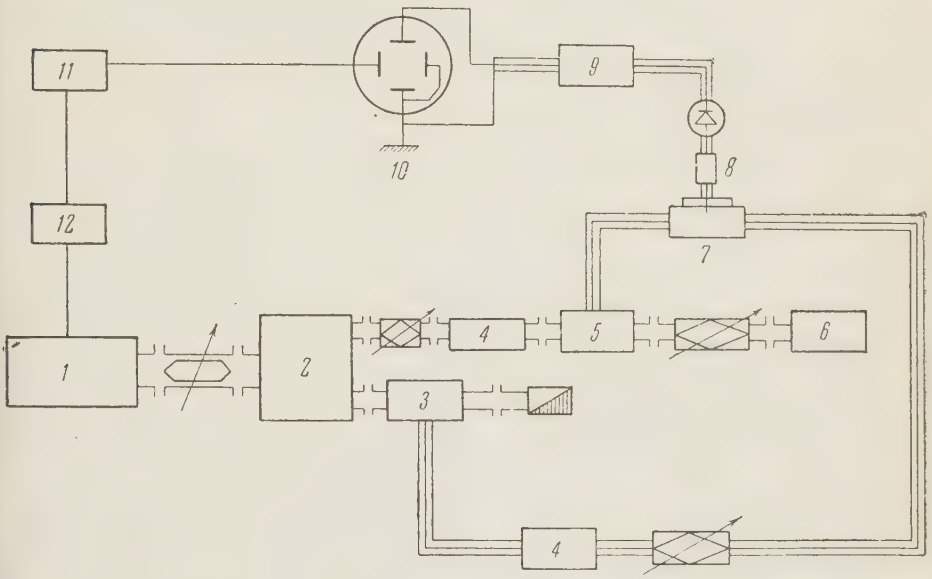


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки:

1 — магнетрон; *2* — делитель мощности; *3* — ферритовый генератор; *4* — фазовращатели; *5* — ферритовый усилитель; *6* — измеритель мощности; *7* — измерительная линия; *8* — фильтр; *9* — видеоусилитель; *10* — осциллограф; *11* — генератор импульсов; *12* — модулятор

ния (импульсного магнетрона) питаются одновременно ферритовые генератор и усилитель, причем оба устройства работают в вырожденном электромагнитном режиме [10].

Сигнал с выхода ферритового генератора, имеющий частоту $\omega_в/2$, через фазовращатель, ослабитель и измерительную линию подается на вход ферритового усилителя. Фазовращатель дает возможность устанавливать требуемое значение фазового угла ϕ. Аттенюатор в цепи сигнала служит для улучшения согласования и исключения влияния на ферритовый усилитель изменений характера нагрузки, вызванных фазовращателем. Фильтр после измерительной линии и другие вспомогательные средства позволили практически полностью исключить влияние генератора частоты возбуждения на индикаторную цепь. Изменение мощности возбуждения в тракте ферритового усилителя практически не оказывало влияния на величину выходного сигнала ферритового генератора.

Предметом экспериментального исследования явились следующие отдельные вопросы, до некоторой степени связанные друг с другом: 1) определение порога генерации $P_{пор}$ ферритового усилителя и зависимости $P_{пор}$ от нагруженной добротности резонатора $Q_н$; 2) зависимость усиления от мощности возбуждения при наиболее благоприятной ($\phi = 0$) и наименее благоприятной ($\phi = \pi/2$) фазах при работе на отражение; 3) зависимость усиления и полосы от мощности возбуждения при случайной фазе, т. е. при усреднении по ϕ при работе на прохождение; 4) зависимость усиления от фазового угла ϕ при работе на прохождение; 5) сопоставление двух режимов работы усилителя — на прохождение и отражение.

Порог генерации ферритового усилителя можно определить двояким

путем. Грубо в качестве порога можно взять значение мощности возбуждения, соответствующее появлению генерации в системе. Более точно порог генерации определяется по характеристике зависимости мощности генерации от мощности возбуждения и экстраполяции ее к точке $P_{\text{генер}} = 0$. Это — определение порога сверху, со стороны генерации. Этот способ

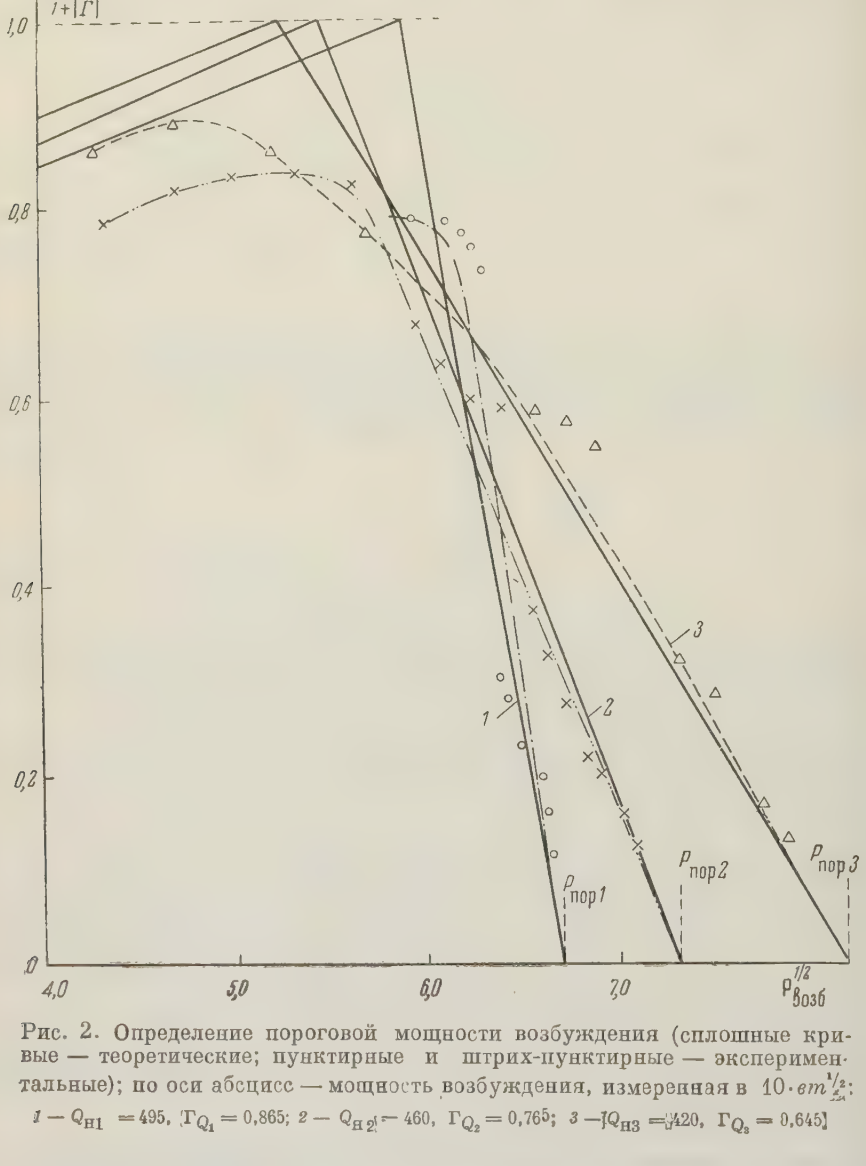


Рис. 2. Определение пороговой мощности возбуждения (сплошные кривые — теоретические; пунктирные и штрих-пунктирные — экспериментальные); по оси абсцисс — мощность возбуждения, измеренная в $10 \cdot вт^{1/2}$; $1 - Q_{н1} = 495$, $\Gamma_{Q_1} = 0{,}865$; $2 - Q_{н2} = 460$, $\Gamma_{Q_2} = 0{,}765$; $3 - Q_{н3} = 420$, $\Gamma_{Q_3} = 0{,}645$

определения порога может дать существенную погрешность при несовпадении частоты автоколебаний с частотой усиливаемого сигнала, а также вследствие заметной нелинейности системы при больших амплитудах вблизи порога устойчивости.

С другой стороны, можно определить порог снизу, со стороны усиления, т. е. снять характеристику вида

$$P_{\text{усил}} = f(P_{\text{возб}})$$

и экстраполировать ее к точке $P_{\text{усил}} = \infty$ (или $G = \infty$; G — усиление).

Ввиду того, что вблизи порога генерации начинают проявляться нели-

нейные свойства системы, значения пороговой мощности, определенные сверху и снизу, могут не совпадать друг с другом. Очевидно, что для целей исследования усилительного режима устройства следует избрать второй способ определения порога.

На рис. 2 показаны экспериментальные характеристики зависимости $(1 + |\Gamma|)^{-1} = f(P_{\text{возб}})$ для различных значений нагруженной добротности резонатора. Эти характеристики определялись путем измерения КСВН в измерительной линии, расположенной между генератором и резонато-

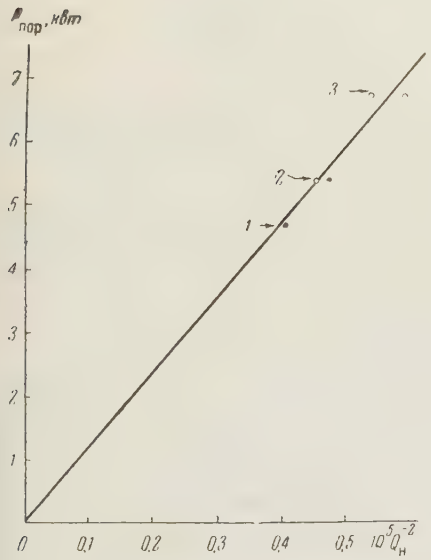


Рис. 3

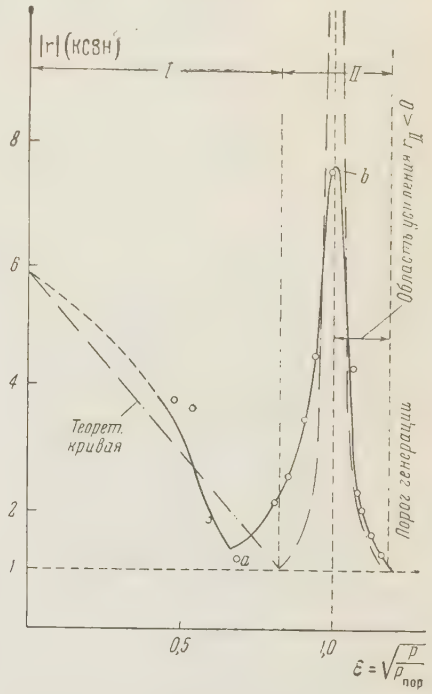


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость пороговой мощности от добротности нагруженного резонатора

Рис. 4. Зависимость КСВН от мощности возбуждения:

$$\Psi = 0;\ Q_{\text{вн}}/Q_0 = 5{,}9;\quad r_I = \frac{1 - (P/P_{\text{кр}})^{1/2}}{Q_0/Q_{\text{вн}}};\qquad r_{II} = \frac{Q_0/Q_{\text{вн}}}{1 - (P/P_{\text{кр}})^{1/2}}$$

ром усилителя, с последующим вычислением $|\Gamma|$. Величина $|\Gamma|$ численно равна коэффициенту усиления по отраженному сигналу. Измерения КСВН описаны ниже.

На рис. 2 показаны также расчетные кривые, построенные по формулам (4) и (5) при $\varepsilon = \sqrt{P/P_{\text{пор}}}$. Близкое совпадение расчетных и экспериментальных кривых в области высоких усилений подтверждает выводы § 1 о зависимости параметра ε от мощности возбуждения. Расхождение между теорией и экспериментом в области $|\Gamma| = 0$ обусловлено отражением в тракте между генератором и усилителем.

Определенные указанным способом пороговые значения мощности использовались в дальнейшем в качестве характерных точек при анализе усилительных свойств прибора.

На рис. 3 показана зависимость пороговой мощности от нагруженной добротности резонатора. Точки *1*, *2*, *3* соответствуют значениям добротностей на рис. 2. Согласно (6) эта зависимость линейна, что и подтверждается экспериментом.

Измерение усиления G ферритового усилителя сводится к определению коэффициентов отражения $|\Gamma|$ и передачи $|T|$ регенерированного контура.

Методика определения коэффициента отражения $|\Gamma|$ состояла в измерении КСВН при помощи измерительной линии. Экспериментальная кривая зависимости КСВН от мощности возбуждения показана на рис. 4. Фазовый сдвиг ϕ между сигналом и возбуждением поддерживался равным нулю. На этом же рисунке изображена теоретическая кривая КСВН, рассчитанная по формулам

$$\text{КСВН} = \frac{Q_{\text{вн}}}{Q_0'} = Q_{\text{вн}}\left(\frac{1}{Q_{\text{н}}'} - \frac{1}{Q_{\text{вн}}}\right) = \frac{Q_{\text{вн}}}{Q_{\text{н}}'} - 1$$

в области I, где $Q_{\text{вн}} > Q_0'$, и

$$\text{КСВН} = \frac{Q_0'}{Q_{\text{вн}}} = \frac{1}{Q_{\text{вн}}\left(\frac{1}{Q_{\text{н}}'} - \frac{1}{Q_{\text{вн}}}\right)} = \frac{1}{\frac{Q_{\text{вн}}}{Q_{\text{н}}'} - 1}$$

в области II, где вследствие регенерации контура величина эффективной собственной добротности Q_0' становится выше, чем $Q_{\text{вн}}$. В выражении для $Q_{\text{н}}'$ использовались соотношения (2) при $\beta = 0$.

Форму кривых КСВН рис. 4 можно объяснить следующим образом: на первом участке кривой КСВН падает, так как эффективная собственная добротность возрастает. В точке a $Q_0' = Q_{\text{вн}}$ и КСВН $= 1$. Выше этой точки $Q_0' > Q_{\text{вн}}$ и КСВН снова начинает возрастать. В точке b $Q_0' = \infty$ и теоретическое значение КСВН равно бесконечности, а экспериментальное значение максимально, но, разумеется, имеет конечную величину. За точкой b эффективная собственная добротность контура становится отрицательной (это значит, что $Q_{\text{н}}' > Q_{\text{внеш}}$) и КСВН снова начинает снижаться, изменив свой знак. При предельном значении КСВН $= -1$ (что соответствует $Q_{\text{н}}' = \infty$) система становится генератором.

Эксперимент обнаруживает хорошее совпадение с расчетом, за исключением точек предельных значений КСВН (1 и ∞), в области которых существенно влияние паразитных отражений, потерь и других проявлений неидеальности измерительного тракта.

Экспериментальная зависимость коэффициента отражения от мощности возбуждения была получена из кривой КСВН по формуле

$$|\Gamma| = \left|\frac{\text{КСВН} - 1}{\text{КСВН} + 1}\right|.$$

Области реального усиления соответствует $|\Gamma| > 1$.

На рис. 5 приведены экспериментальные и теоретические кривые коэффициента отражения (Γ) для двух значений фаз $\psi = 0$ и $\psi = \pi/2$.

Соответствие между теорией и экспериментом близкое, за исключением области $|\Gamma| \simeq 0$, т. е. КСВН $\simeq 1$, где, как уже упоминалось, сказывается неидеальность тракта.

На рис. 6 показаны кривые усиления G (экспериментальная и теоретическая) и экспериментальная кривая ширины полосы усиления $2\Delta f$, полученные для проходящего сигнала. Методика измерений отличалась тем, что в качестве источника сигнала использовался генератор стандартных сигналов с калиброванным аттенюатором, а выходной сигнал снимался не с детектора измерительной линии, а с детектора, расположенного на выходе усилителя. Остальная часть видеоканала (усилитель, осциллограф) оставалась неизменной. Максимальное измеренное значение усиления G составило 22 *дб* при мощности возбуждения около 5 *квт*. Теоретическая кривая усиления построена по формуле (4), т. е. с усреднением по фазе, ввиду независимой работы генераторов сигнала и возбуждения.

Совпадение теории с экспериментом (расхождение по G не более 2 *дб*)

следует признать хорошим. Ширина полосы усиления оказалась равной 0,5 *Мгц* при усилении 21,7 *дб*.

Для сравнения работы ферритового усилителя в двух режимах (на прохождение (*1*) и отражение (*2*)) можно воспользоваться кривыми рис. 7, которые соответствуют одной и той же нагруженной добротности резо-

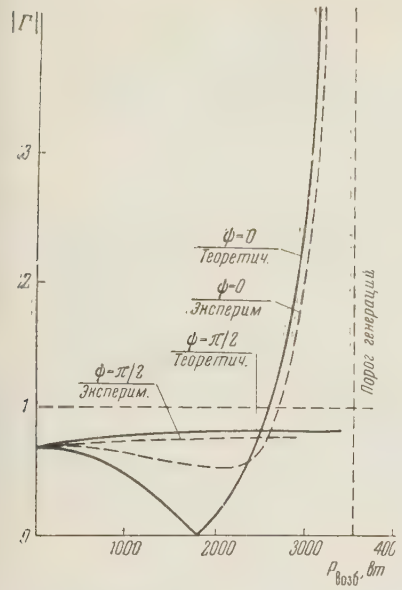


Рис. 5

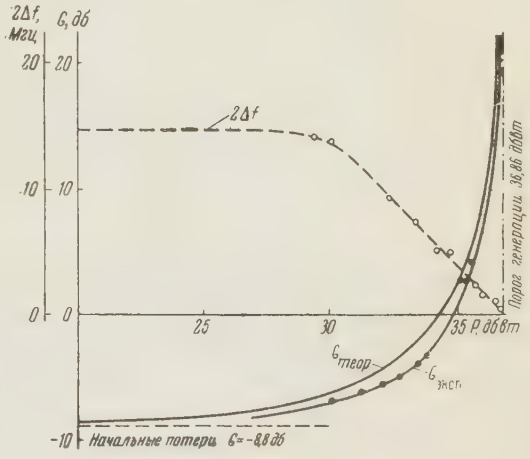


Рис. 6

Рис. 5. Усиление по отраженному сигналу

Рис. 6. Усиление и ширина полосы ферритового усилителя по проходящему сигналу: $Q_0 = 530$; $Q_н = 330$; $H_0 = 2700$ *эрс*

натора $Q_н$, вследствие чего пороги генерации в обоих режимах совпадают. Так как при работе на отражение эффективная собственная добротность $(Q_0')_{отр}$ включала в себя нагрузку в выходной линии

$$\frac{1}{(Q_0')_{отр}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{вн2}},$$

то точки (*а*, *б*) компенсации начальных потерь $G = 0$ *дб* в обоих режимах соответствуют различным мощностям возбуждения.

При работе на отражение Q_0 меньше, и кривая сдвинута в сторону бо́льших мощностей возбуждения. Сравнивая ход кривых, легко заметить, что при работе на отражение последний (восходящий) участок характеристики усиления имеет бо́льшую крутизну, и трудности получения стабильного во времени усиления были вполне ощутимы. При работе на прохождение крутизна характеристики усиления нарастает медленнее, и получение стабильного во времени усиления ~10 *дб* не встречало затруднений. Более точное сопоставление работы усилителя в двух указанных режимах требует улучшения техники

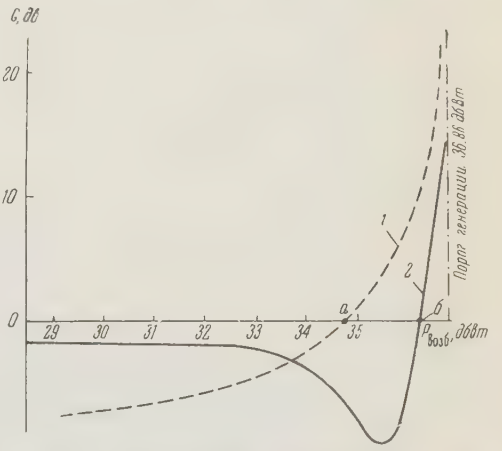


Рис. 7. Зависимость коэффициента усиления от мощности возбуждения

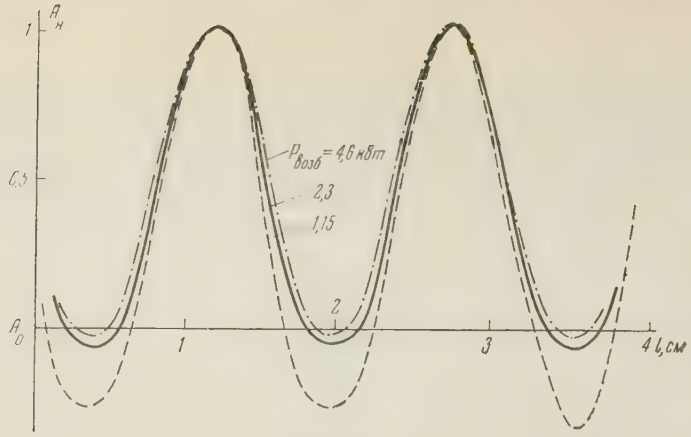


Рис. 8

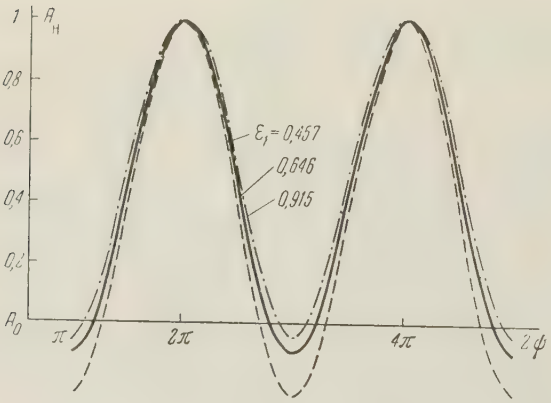


Рис. 9

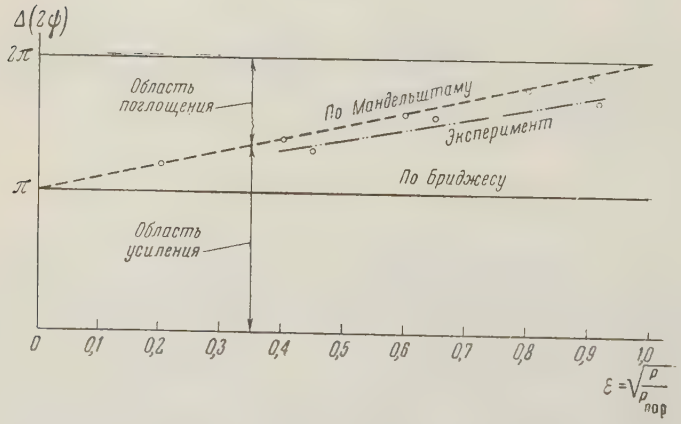


Рис. 10

Рис. 8. Нормированные к A_0 экспериментальные кривые зависимости усиления от разности фаз между напряжениями сигнала и возбуждения в единицах $l = \lambda/2\pi\ \psi$

Рис. 9. Нормированные к A_0 теоретические кривые зависимости усиления от разности фаз между напряжениями сигнала и возбуждения:

$$A = \frac{4 + \varepsilon^2 + 2\varepsilon\cos 2\psi}{(1-\varepsilon^2)^2}; \qquad A_н = \frac{A - A_0}{A_{макс}}$$

Рис. 10. Расширение области фаз усиления с ростом параметра модуляции ε

эксперимента (устранения погрешностей согласования входного тракта и выходного детектора, применения циркулятора и т. д.).

На рис. 8—10 даны фазовые характеристики ферритового усилителя, полученные на описанной выше установке (рис. 1) при работе на прохождение. На рис. 8 представлены экспериментальные зависимости величины и знака усиления от сдвига фаз между напряжениями сигнала и возбуждения при трех различных значениях мощности возбуждения. Величина усиления для удобства сравнения кривых нормирована к единице. Кривые указывают на расширение области фаз усиления ($A > A_0$, A_0 — уровень сигнала в отсутствие накачки) с увеличением мощности возбуждения.

На рис. 9 показаны теоретические кривые зависимости усиления от фазы ϕ, вычисленные по формуле (2). Значения параметра ε соответствуют значениям мощностей возбуждения, приведенным на рис. 8.

Определение $P_{\text{пор}}$ производилось описанным выше методом. Сравнение графиков рис. 8 и 9 свидетельствует о хорошем согласии между экспериментом и расчетом.

Более наглядно это иллюстрируется рис. 10, на котором приведены экспериментальные и расчетные зависимости области фаз усиления при увеличении мощности возбуждения согласно кривым рис. 8 и 9. Из рассмотрения рис. 10 следует также, что фазовая зависимость усиления, приведенная в работе Бриджеса [11], явно ошибочна. Этот вывод подтверждается и расчетом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Квазилинейная теория параметрического усилителя дает хорошее количественное согласие с наблюдаемой экспериментальной зависимостью усиления ферритового усилителя от мощности возбуждения для различных соотношений фаз между сигналом и возбуждением. Следует считать также вполне удовлетворительным согласие расчета с результатами измерений области фаз усиления.

Приведенные результаты достаточно убедительно подтверждают параметрический характер работы ферритового усилителя.

Следует отметить некоторые нелинейные эффекты более высокого порядка, не укладывающиеся в рамки квазилинейной теории ферритового усилителя.

При мощности возбуждения несколько ниже пороговой, определенной путем экстраполяции, начинаются слабые автоколебания. Конечная амплитуда автоколебаний свидетельствует о наличии нелинейных членов затухания.

Частота автоколебаний отличается от оптимальной частоты усиливаемого сигнала при больших коэффициентах усиления (вблизи порога самовозбуждения) и оптимальные значения магнитных полей H_0 для автоколебаний и усиливаемого сигнала также не совпадают.

Качественно эти явления можно объяснить эффектами детектирования сигнала при больших амплитудах, следствием чего являются изменение продольной компоненты намагниченности (M_z) и смещение резонансного значения магнитного поля. При малых амплитудах автоколебаний детектирования не происходит. Монотонное изменение резонансного значения магнитного поля при увеличении мощности возбуждения свидетельствовало о сильных эффектах детектирования на частоте возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Suhl, Proposal for a ferromagnetic amplifier in the microwave range, Phys. Rev., 1957, **106**, 2, 384.
2. H. Suhl, Theory of the ferromagnetic microwave amplifier, J. Appl. Phys., 1957, **28**, 11, 1225.

3. H. Suhl, Origin and use of instabilities in ferromagnetic resonance, J. Appl. Phys., 1958, **29**, 3, 416.
4. В. П. Тычинский, К теории ферритового усилителя, Сб. Электроника, 1959, 6, 9.
5. Л. И. Мандельштам, Н. Д. Папалекси, К вопросу о параметрической регенерации, ИЭСТ, 1935, 3, 1.
6. М. Дивильковский, С. Рытов, К вопросу о самовозбуждении и резонансе в системе с периодически изменяющейся самоиндукцией, ЖТФ, 1936, 6, 3, 474.
7. M. T. Weiss, A solid-state microwave amplifier and oscillator using ferrites, Phys. Rev., 1957, **107**, 1, 317.
8. M. T. Weiss, A solid-state microwave amplifier and oscillator using ferrite, J. Appl. Phys., 1958, **29**, 3, 421.
9. W. L. Whirry, F. B. Wang, Phase dependence of a ferromagnetic microwave amplifier, Proc. I. R. E., 1958, **46**, 9, 1657.
10. В. П. Тычинский, Ю. Т. Деркач, В. В. Карпецкий, Экспериментальное исследование ферритового усилителя, Радиотехника и электроника, 1960, **5**, 2, 288.
11. T. J. Bridges, A parametric electron-beam amplifier, Proc. I. R. E., 1958, **46**, 2, 494.

Поступила в редакцию
23 VI 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 6

О ВЫНУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЯХ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИ РЕГЕНЕРИРОВАННОЙ СИСТЕМЕ

В. В. Мигулин

Рассматривается колебательная система с периодически меняющимся реактивным параметром при внешнем гармоническом воздействии с частотой, близкой к половине частоты изменения параметра. Изучается поведение двух основных гармонических компонент вынужденных колебаний, возникающих в параметрически недовозбужденной системе с частотами p и $2\omega - p$ (p — частота воздействия, 2ω — частота изменения параметра). Получены графики амплитуд этих компонент для различных значений параметров системы.

Показано, что в параметрически возбужденной системе при малом воздействии возникают колебания, содержащие три основные гармонические компоненты с частотами p, ω и $2\omega - p$. При возрастании воздействия возможно подавление колебания частоты ω.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в связи с разработкой различных типов параметрических усилителей, использующих разработанные в последние годы новые типы нелинейных реактивных элементов (емкость p—n-перехода в полупроводниковом диоде, ферриты, вариконды и др.), вновь повысился интерес к явлениям, протекающим в колебательных системах с периодически изменяющимися параметрами.

Общая теория резонансных явлений в линейных системах с периодически изменяющимися параметрами была развита Гореликом в его работе [1]. В ряде работ советских исследователей [2, 3, 4] были изучены многие особенности протекания резонансных явлений в колебательном контуре с периодически изменяющейся индуктивностью. При этом в указанных работах почти исключительно изучались резонансные явления, происходящие при строгом целочисленном соотношении между частотой изменения параметра и частотой воздействия. В этих условиях характер протекания резонансных явлений существенно определяется фазовыми соотношениями между изменениями параметра и воздействием.

Однако в большом числе практически интересных случаев нет когерентности между изменением параметра и воздействующими колебаниями. Так, например, в одноконтурном параметрическом усилителе обычно может быть установлено лишь приближенно необходимое целочисленное (например 2 : 1) соотношение между частотой изменения параметра и частотой усиливаемого сигнала. В этих условиях, естественно, отпадает смысл говорить о существовании каких-либо постоянных фазовых соотношений, и будет иметь место некоторый сложный процесс, характеризующийся одновременным существованием нескольких частотных компонент результирующего колебания. При этом периодическое изменение параметра приводит к колебаниям запаса энергии в контуре и к увеличению средней энергии вынужденных колебаний за счет работы сил, изменяющих параметр, т. е. к работе подобной системы в качестве усилителя.

Пока вложение энергии в контур за счет изменения параметра в среднем за достаточно большое число периодов вынужденного колебания меньше потерь в контуре за тот же период времени, в системе будет су-

ществовать конечная амплитуда результирующего процесса и при линейности всех ее параметров. Если же вложение энергии со стороны устройства, изменяющего параметр, превосходит потери, то имеет место параметрическое возбуждение колебаний. В этом случае в контуре в отсутствие внешнего сигнала возникнут и будут нарастать за счет работы сил, изменяющих параметр, колебания с частотой, равной половине частоты изменения параметра. Нарастание параметрически возбуждаемых колебаний может быть ограничено лишь за счет нелинейных свойств контура. Либо нелинейное затухание обеспечивает уравнивание потерь и вложения энергии при стационарной амплитуде, либо нелинейность реактивного элемента с ростом амплитуды колебаний создает эффективную расстройку системы и уменьшение действующего коэффициента модуляции параметра, в результате чего происходит ограничение амплитуды. Эти обстоятельства приводят к тому, что система, в которой существуют стационарные параметрически возбуждаемые колебания, является принципиально нелинейной. В подобной системе внешняя сила будет взаимодействовать с уже имеющимся колебательным процессом. Можно ожидать влияния внешнего сигнала на амплитуду параметрически возбуждаемых колебаний и появления комбинационных процессов. Во всяком случае при рассмотрении вынужденных процессов в системе с периодически изменяющимися параметрами необходимо отдельно рассматривать случаи, когда глубина модуляции параметра меньше критической — случай параметрической регенерации, и больше критического значения — случай параметрического возбуждения.

1. НЕДОВОЗБУЖДЕННАЯ СИСТЕМА

Рассмотрим систему с переменной во времени емкостью. Основные особенности рассматриваемого случая могут быть получены при линейном рассмотрении *.

Считая, что емкость меняется по закону $C = C_0/(1 + m\cos 2\omega t)$, можем написать уравнение, описывающее поведение колебательного контура при воздействии на него внешней гармонической эдс частоты p, в следующем виде:

$$L\frac{d^2x}{dt^2} + R\frac{dx}{dt} + \frac{1}{C_0}[1 + m\cos 2\omega t]\,x = P_0\cos pt + Q_0\sin pt. \qquad (1)$$

Здесь $x = q/q_0$; P_0 и Q_0 — приведенные амплитуды воздействия. Считая, что $\omega_0^2 = 1/LC_0 = \omega^2$ ** и вводя обозначения

$$\tau = \omega t;\ 2\vartheta = \frac{R}{L\omega};\quad 1 + \xi = \frac{p}{\omega};\quad P = \frac{P_0}{\omega^2 L};\quad Q = \frac{Q_0}{\omega^2 L},$$

запишем уравнение (1) в виде

$$\ddot{x} + 2\vartheta\dot{x} + [1 + m\cos 2\tau]\,x = P\cos(1 + \xi)\tau + Q\sin(1 + \xi)\tau. \qquad (2)$$

Если ϑ, m, ξ, P, Q малы, то, как известно, для решения этого уравнения может быть применен метод медленно меняющихся амплитуд. Тогда решение (2) ищется в виде

$$x = u\cos\tau + v\sin\tau,$$

где u и v — медленно меняющиеся функции времени. Подобно тому как это показано в [4], соответствующая система укороченных уравнений да-

* При линейном рассмотрении анализ системы с модулируемой индуктивностью приводит к сходным уравнениям.

** Учет отклонения средней собственной частоты контура $\omega_0 = 1/\sqrt{LC_0}$ от половины частоты изменения параметра ω несколько усложняет уравнение, но не вносит принципиально нового в последующие выводы.

ет стационарные решения для u и v в виде периодических функций с частотой ξ. Поэтому амплитуда стационарного решения (с частотой ω) будет осциллировать с частотой 2ξ.

В соответствии с этим можно в выбранном приближении искать стационарное решение уравнения (2) в виде

$$x = a_1 \cos(1+\xi)\tau + b_1 \sin(1+\xi)\tau + a_2 \cos(1-\xi)\tau + b_2 \sin(1-\xi)\tau. \quad (3)$$

Это означает, что с точностью до высших степеней малых величин m, ξ, ϑ исследуемый процесс будет представлять собой суперпозицию двух

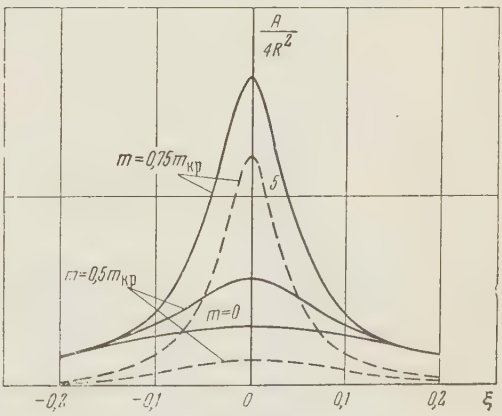


Рис. 1. Графики амплитуд гармонических компонент вынужденных колебаний в параметрически регенерированной системе для различных степеней регенерации. Сплошные линии — квадрат относительной амплитуды компоненты частоты p; пунктир — квадрат относительной амплитуды компоненты частоты $2\omega - p$. Затухание $\vartheta = 0{,}4$

колебаний: одного с частотой p (частота внешней силы) и другого с частотой $2\omega - p$.

Подставляя решение (3) в уравнение (2), в пренебрежении высшими степенями малых величин получаем систему четырех линейных алгебраических уравнений для определения a_1, a_2, b_1, b_2. Решая эту систему, можно получить выражения для квадратов амплитуд обоих колебательных компонент:

$$\left.\begin{aligned} A_1^2 &= a_1^2 + b_1^2 = \frac{4R^2}{\Delta}(\xi^2 + \vartheta^2), \\ A_2^2 &= a_2^2 + b_2^2 = \frac{m^2R^2}{4\Delta}, \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

где $R^2 = P^2 + Q^2$ — квадрат амплитуды приведенной внешней силы

$$\Delta = \left(4\xi^2 + 4\vartheta^2 + \frac{m^2}{4}\right)^2 - 4\vartheta^2 m^2.$$

При $\xi = 0$ (когерентный случай) частоты обоих компонент совпадают, и для квадрата амплитуды результирующего колебания можно получить выражение

$$A_*^2 = R^2 \frac{16\vartheta^2 + m^2 + 8m\vartheta \sin 2\varphi}{4\left(4\vartheta^2 - \frac{m^2}{4}\right)^2}, \quad (5)$$

где $\varphi = \operatorname{arc\,tg} \frac{P}{Q}$.

В интересующем нас случае недовозбужденной системы $m/2 < 2\vartheta$, и знаменатель полученного выражения никогда не обращается в нуль (параметрическое возбуждение невозможно).

Из (5) для $\varphi = \pi/4$ и $\varphi = -\pi/4$ получаем известные значения для

амплитуд колебаний при «сильном» и «слабом» резонансах:

$$A_{*\text{макс}} = \frac{R}{2\vartheta - \frac{m}{2}}, \qquad A_{*\text{мин}} = \frac{R}{2\vartheta + \frac{m}{2}}.$$

Для некогерентного случая $\xi \neq 0$, пользуясь формулами (4), можно построить семейство «резонансных кривых» для различных значений m и ϑ.

Два семейства подобных кривых для $\vartheta = 0{,}4$ и $\vartheta = 0{,}1$ приведены на рис. 1 и 2.

На кривых рис. 1 и 2 видно, что с ростом m в пределах, когда еще не возникает параметрическое возбуждение ($0 < m < 4\vartheta$), амплитуда вынужденного колебания A_1 с частотой воздействующей силы возрастает по сравнению с ее значением A_{10} в отсутствие модуляции параметра. Это возрастание для двух случаев, показанных на рисунках, может быть проил-

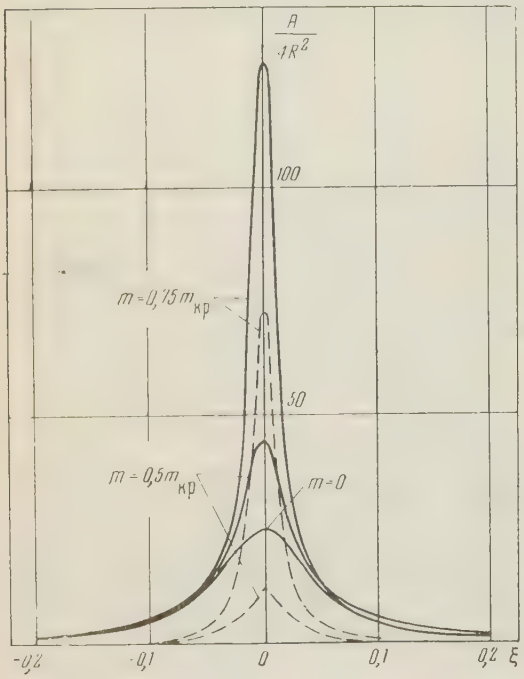


Рис. 2

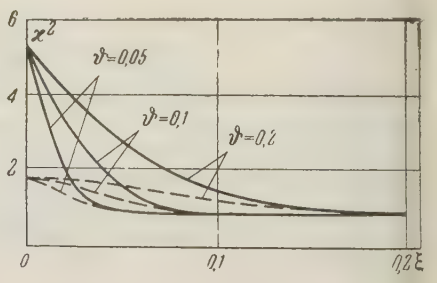


Рис. 3

Рис. 2. Графики амплитуд гармонических компонент вынужденных колебаний в параметрически регенерированной системе для различных степеней регенерации. Сплошные линии — квадрат относительной амплитуды компоненты частоты p; пунктир — квадрат относительной амплитуды компоненты частоты $2\omega - p$. Затухание $\vartheta = 0{,}1$

Рис. 3. Графики квадрата относительного усиления вынужденных колебаний для различных степеней регенерации при трех значениях затухания. Сплошные линии соответствуют $m = 0{,}75\ m_{\text{кр}}$; пунктир соответствует $m = 0{,}5\ m_{\text{кр}}$

люстрировано кривыми рис. 3, на которых показан ход изменения отношения

$$\varkappa^2 = \frac{A_1^2}{A_{10}^2}$$

для некоторых значений ϑ и m. При этом максимальное усиление определяется отношением $\sigma = m/m_{\text{кр}}$. Затухание контура сказывается лишь на ширине полосы пропускания (допустимых расстройках ξ) и, соответственно, на абсолютном значении $m_{\text{кр}} = 4\vartheta$.

Заметим, что для отношения амплитуд A_1 и A_2 может быть получено простое соотношение

$$\frac{A_1^2}{A_2^2} = \frac{16\,(\xi^2 + \vartheta^2)}{m^2}.$$

Для $\xi = 0$

$$\left|\frac{A_1^2}{A_2^2}\right|_{\xi=0} = \frac{1}{\sigma^2}.$$

2. ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДЕННАЯ СИСТЕМА

Этот случай требует нелинейного рассмотрения, так как нелинейные свойства контура необходимо учитывать как при рассмотрении параметрически возбужденных колебаний, так и при анализе процессов, возникающих при внешнем воздействии.

Рассмотрим систему с модулируемой и нелинейной индуктивностью, для которой

$$\Phi = L(1 + \gamma_0 \dot{x}^2)\dot{x}, \quad L = L_0(1 + m\cos 2\omega t).$$

Пренебрегая произведением $m\gamma_0$, с учетом расстройки получим уравнение

$$\ddot{x} + x = \zeta x - 2\vartheta\dot{x} + 2m\dot{x}\sin 2\tau - m\ddot{x}\cos 2\tau -$$

$$- \gamma\dot{x}^2\ddot{x} + P\cos(1+\xi)\tau + Q\sin(1+\xi)\tau.$$

Здесь $\omega_0^2/\omega^2 = 1 - \zeta$, где ω_0 — собственная частота контура при $m = 0$, $\gamma = 3\gamma_0\omega$ и все остальные обозначения те же, что и в предыдущем параграфе.

Соответствующие укороченные уравнения имеют вид

$$\left.\begin{aligned} \dot{u} &= -\vartheta u - \frac{1}{4}\left(m + 2\zeta + \frac{1}{2}\gamma A^2\right)v + \frac{1}{2}P\sin\xi\tau - \frac{1}{2}Q\cos\xi\tau, \\ \dot{v} &= -\frac{1}{4}\left(m - 2\zeta - \frac{1}{2}\gamma A^2\right)u - \vartheta v + \frac{1}{2}P\cos\xi\tau + \frac{1}{2}Q\sin\xi\tau, \end{aligned}\right\}$$

$$A^2 = u^2 + v^2.$$

Ограничение стационарной амплитуды параметрически возбужденных колебаний связано с изменением средней частоты контура и влиянием этого эффекта на действующий коэффициент модуляции параметра в зависимости от A^2 — квадрата амплитуды возбужденных колебаний.

В отсутствие внешнего воздействия имеем амплитуды стационарных решений

$$A = 0,$$

$$A = A_0 = \frac{2}{\gamma}\left(-2\zeta \pm \sqrt{m^2 - 16\vartheta^2}\right).$$

При выполнении условия параметрического возбуждения $m^2 - 4\zeta^2 > 16\vartheta^2$ состояние покоя ($A = 0$) неустойчиво.

Стационарная амплитуда конечной величины будет существовать

при $\gamma > 0$ для $2\zeta < +\sqrt{m^2 - 16\vartheta^2}$,

при $\gamma < 0$ для $2\zeta > -\sqrt{m^2 - 16\vartheta^2}$.

Решение задачи в общем случае при наличии внешнего воздействия весьма затруднительно. Поэтому сначала рассмотрим случай, когда P и Q настолько малы, что внешнее воздействие вызывает лишь малое возмущение стационарного процесса:

$$u = u_0 + \mu,$$

$$v = v_0 + \nu.$$

Для этих возмущений получим уравнения

$$\dot{\mu} = -\left(\vartheta + \frac{1}{4}\gamma u_0 v_0\right)\mu - \frac{1}{4}\left[m + \left(2\zeta + \frac{1}{2}\gamma A_0^2\right) + \gamma v_0^2\right]\nu + \\ + \frac{1}{2}P\sin\xi\tau - \frac{1}{2}Q\cos\xi\tau,$$

$$\dot{\nu} = -\frac{1}{4}\left[m - \left(2\zeta + \frac{1}{2}\gamma A_0^2\right) - \gamma u_0^2\right]\mu - \left(\vartheta - \frac{1}{4}\gamma u_0 v_0\right)\nu + \\ + \frac{1}{2}P\cos\xi\tau + \frac{1}{2}Q\sin\xi\tau.$$

Отсюда можно получить линейные уравнения второго порядка отдельно для μ и ν:

$$\ddot{\mu} + 2\vartheta\dot{\mu} + M\mu = F_1(\tau),$$

$$\ddot{\nu} + 2\vartheta\dot{\nu} + M\nu = F_2(\tau),$$

где

$$M = \vartheta^2 - \frac{1}{16}m^2 + \frac{5}{64}\gamma^2 A_0^4 + \frac{1}{4}\zeta^2 + \frac{1}{4}\gamma\zeta A_0^2;$$

$F_1(\tau)$ и $F_2(\tau)$ — гармонические функции τ с частотой ξ. Для постоянного A_0 при выполнении условий параметрического возбуждения экспоненциальные члены в решениях для μ и ν будут затухать и стационарные решения будут представлять собой гармонические функции с частотой ξ. Поэтому в стационарном режиме

$$x = (u_0 + \mu)\cos\omega t + (v_0 + \nu)\sin\omega t,$$

где μ и ν — периодические функции t с частотой $p - \omega$. Это означает, что будет иметь место модуляция уже имеющегося колебания.

В результате мы получаем, что в рассматриваемом случае малого периодического воздействия на параметрически возбужденную систему в ней будет возникать колебательный процесс, содержащий три гармонические компоненты:

$$2\omega - p;\ \omega;\ p \text{ при } p > \omega$$

или

$$p;\ \omega;\ 2\omega - p \text{ при } p < \omega.$$

В случае, когда P и Q одного порядка малости с m, ζ, ϑ и ξ, решение укороченных уравнений с учетом влияния внешнего воздействия на амплитуду параметрически возбужденных колебаний крайне затруднительно. Однако из вида этих уравнений можно заключить, что появление в параметрически возбужденном контуре чистовынужденного колебательного процесса с частотой p будет наряду с образованием комбинационного тона с частотой $2\omega - p$ приводить к уменьшению амплитуды параметрически возбужденных колебаний с частотой ω. Этот процесс, связанный с нелинейными свойствами системы, должен при достаточно больших амплитудах внешнего воздействия привести к полному гашению компоненты процесса с частотой ω. Это произойдет за счет того, что большая амплитуда чистовынужденного колебания в совокупности с комбинационным процессом будет настолько существенно изменять среднее значение индуктивности контура, что нарушатся условия поддержания колебания с частотой ω за счет производимого периодического изменения индуктивности с частотой 2ω.

В этом случае в результирующем процессе будут содержаться лишь две компоненты с частотами p и $2\omega - p$, подобно тому, как это имело место в случае недовозбужденной системы, однако с более слабо выраженными резонансными свойствами за счет работы системы в существенно нели-

нейном режиме. Это означает, что в одноконтурном параметрическом усилителе увеличение амплитуды накачки сверх критического значения может привести к такому режиму работы, который характеризуется малым усилением при том же спектральном составе, что и для случая недовозбужденной системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проверка полученных результатов и экспериментальное изучение рассмотренных процессов производились А. Н. Вахрамеевым на установке, в которой использовался контур с модулируемой индуктивностью. Применение модуляции при помощи периодического насыщения части ферритового сердечника индуктивности поперечным магнитным полем позволило создать систему, в которой периодическое изменение реактивного параметра не сопровождалось введением в исследуемый контур колебаний с частотой модуляции. Это обстоятельство позволяло считать изучаемую систему максимально соответствующей исходным уравнениям.

Описание использованной системы приведено в [5] и [6], где описаны также основные результаты исследования случая когерентного воздействия на подобный параметрически регенерированный контур. Эксперименты, подробное описание которых будет дано в отдельной работе, показали, что для некогерентного воздействия процессы в параметрически регенерированной системе протекают в соответствии с изложенными выше расчетами. Для недовозбужденной системы изучена зависимость имеющих место двух основных колебательных компонент от различных факторов, подтверждающая расчетные формулы. Подтвердилось также заключение о существовании трех или двух основных гармонических компонент в составе колебаний, возникающих в параметрически возбужденном контуре при внешнем воздействии. При этом в согласии с теоретическими соображениями амплитуда средней компоненты, соответствующей параметрически возбужденным колебаниям, была связана с амплитудой воздействия и с ростом воздействия уменьшалась до нуля. Тогда существовавший ранее частотный триплет переходил в дублет, аналогичный полученному ранее при изучении недовозбужденной системы. Экспериментально наблюдаемый спектр частот колебаний, возбуждаемых в параметрически регенерированном контуре, кроме указанных двух или трех основных гармонических компонент содержал также и другие комбинационные частоты высших порядков, но с существенно (на один или несколько порядков) меньшими амплитудами. В расчетах эти комбинационные частоты высших порядков не учитывались.

Заметим, что в одноконтурных параметрических усилителях с модуляцией параметра путем подачи на нелинейную реактивность достаточно большого сигнала подкачки можно ожидать более интенсивных комбинационных тонов за счет взаимодействия усиливаемого сигнала и колебаний подкачки в нелинейной реактивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Горелик, ЖТФ, 1934, 4, 10, 1783; 1935, 5, 2, 195; 1935, 5, 3, 489.
2. Л. И. Мандельштам, Н. Д. Папалекси, ПЭСТ, 1935, 3, 1.
3. Э. М. Рубчинский, ИЭСТ, 1935, 3, 7.
4. С. М. Рытов, М. А. Дивильковский, ЖТФ, 1936, 6, 3, 474.
5. В. В. Мигулин, А. Н. Вахрамеев, НДВШ (физ.-мат. науки), 1958, 1, 138.
6. А. Н. Вахрамеев, Вестн. Моск. ун-та, 1959, 6, 120.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Поступила в редакцию
14 IX 1959

1960 № 6

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПОЧКАХ, СОДЕРЖАЩИХ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ, В ПРИМЕНЕНИИ К КВАНТОВЫМ УСИЛИТЕЛЯМ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ *

В. Б. Штейншлейгер, Г. С. Мисежников

Рассматривается распространение волн в цепочках, содержащих отрицательное сопротивление.

Показано существование нарастающей волны как в полосе прозрачности исходного фильтра, так и вне ее. Полученные формулы применены для определения параметров квантового усилителя с бегущей волной.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появились новые устройства СВЧ — квантовые (парамагнитные) усилители с бегущей волной, обладающие крайне низкой шумовой температурой и достаточно широкой полосой.

В этих устройствах [1] парамагнитное вещество помещается в замедляющую волноводную систему, и сигнал, поступающий на вход, распространяясь по системе, непрерывно усиливается вследствие индуцированного излучения активного вещества — парамагнетика, распределенного вдоль системы.

С точки зрения эквивалентной электрической схемы можно считать, что наличие парамагнетика сказывается в первую очередь во внесении отрицательного активного сопротивления в каждый участок волноводной системы (реактивной компонентой вносимого сопротивления можно в большинстве случаев пренебречь).

Таким образом, мы сталкиваемся здесь с новым элементом цепей — системой, содержащей распределенное отрицательное активное сопротивление.

Ряд интересных свойств такой системы можно выявить, рассматривая фильтровую цепочку (например цепочку связанных резонаторов), в каждом звене которой содержится отрицательное активное сопротивление.

Эта модель может применяться как при анализе квантовых парамагнитных усилителей, так и других усилительных устройств с распределенным отрицательным сопротивлением.

1. ВОЛНЫ В ЦЕПОЧКЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ

Для того чтобы определить постоянную распространения волн по цепочке и коэффициент передачи мощности, рассмотрим эквивалентную схему, представленную на рисунке.

Для цепочки можно записать:

$$Z_1 = r + jX,$$

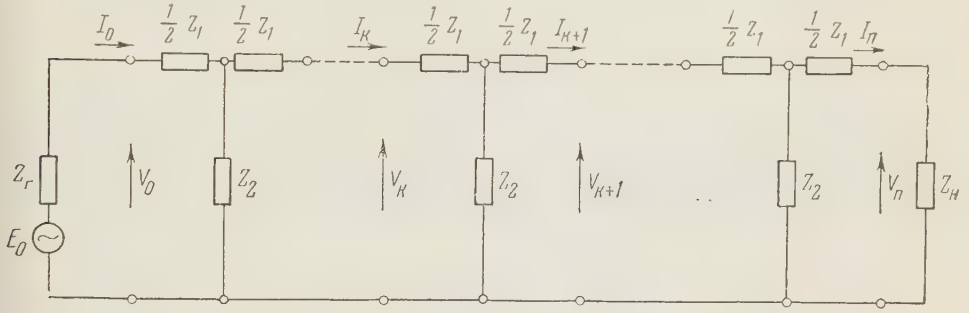
* Доложено на юбилейной сессии Научно-технического общества радиотехники и электросвязи им. А. С. Попова в докладе «Многорезонаторные квантовые усилители», 10 VI 1959 г.

где $r = r_0 - |r_m|$ — результирующее эквивалентное активное сопротивление, составленное из сопротивления потерь r_0 и вносимого активным веществом отрицательного сопротивления $-|r_m|$,

$$Z_2 = \frac{1}{jY},$$

где Y может иметь оба знака (емкостная или взаимоиндуктивная связь).

Обозначим отношение напряжения (тока) на входе $(k+1)$-го звена к напряжению (току) на входе предыдущего k-го звена цепочки через



Эквивалентная схема цепочки:

$Z_г$ — сопротивление источника; Z_1 — последовательное сопротивление цепочки; Z_2 — параллельное сопротивление цепочки; $Z_н$ — сопротивление нагрузки

μ («множитель цепочки»). При этом счет звеньев ведется от источника. Для распространяющейся по цепочке волны

$$\mu = \frac{V_{k+1}}{V_k} = \frac{I_{k+1}}{I_k} \equiv e^{\alpha + j\beta}.$$

Рассматривая k-е звено, можно получить для μ два решения, соответствующие волнам, распространяющимся в противоположных направлениях:

$$\mu_{1,2} = W \pm \sqrt{W^2 - 1}, \tag{1}$$

где

$$W = \frac{Z_1}{2Z_2} + 1 = 1 - \frac{XY}{2} \pm j\frac{rY}{2}.$$

Соответственно, для величины характеристического сопротивления цепочки $Z_x \equiv V_k/I_k$ имеем

$$Z_{x_{1,2}} = \mp Z_2 \sqrt{W^2 - 1}. \tag{2}$$

Для того чтобы определить, какое из двух решений для μ соответствует интересующей нас волне, идущей от источника в нагрузку, в общем случае нельзя воспользоваться направлением фазовой скорости. Привлечение для этой цели понятия групповой скорости требует в случае поглощающих диспергирующих сред (а к этому классу относится рассматриваемая цепочка) дополнительного анализа [2].

Направление движения волны проще всего определять по знаку потока мощности в цепочке, выражаемого следующей формулой:

$$P = \frac{1}{2}\operatorname{Re}(V_k I_k^*) = \frac{|V_k|^2}{2}\frac{\operatorname{Re}(Z_x)}{|Z_x|^2}. \tag{3}$$

Отсюда ясно, что волне, распространяющейся от источника, т. е. слева

направо ($P>0$), соответствует то из двух решений для Z_x, определяемых формулой (2) (и соответствующее ему решение для μ), для которого

$$\operatorname{Re} Z > 0. \tag{4}$$

Второе значение для Z_x, отличающееся знаком от первого, имеет при этом отрицательную действительную часть, и ему соответствует согласно формуле (3) $P<0$, т. е. волна, распространяющаяся справа налево.

Рассмотрим некоторые характерные случаи.

а. «Полоса прозрачности». Заметим прежде всего, что при $r = 0$ из (1) получаем $|\mu| = 1$ при выполнении условия

$$|XY - 2| \leqslant 2. \tag{5}$$

Это — полоса прозрачности цепочки (фильтра). В середине полосы прозрачности $XY = 2$, а на краях $XY = 0$ и $XY = 4$.

При $r \neq 0$ для середины полосы прозрачности получим из (1) и (2) (при практически имеющем место условии $rY/2 \ll 1$)

$$\left.\begin{aligned} Z_x &\simeq \pm \frac{1}{Y}, \\ \mu &\simeq j\frac{rY}{2} \mp j. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Из (6) на основании правила (4) устанавливаем, что волне, идущей от источника к нагрузке, соответствует

$$\left.\begin{aligned} |\mu| &\simeq 1 - \frac{r|Y|}{2}, \\ \alpha = \ln|\mu| &\simeq -\frac{r|Y|}{2}, \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

т. е. при $r > 0$ волна затухает, а при $r < 0$ — нарастает.

Руководствуясь изложенным выше правилом, мы получили результат, который обычно получается для данного случая из простейших физических соображений. В более сложных случаях мы получим результаты, неочевидные с точки зрения этих соображений (см. ниже).

б. Край полосы прозрачности. На краю полосы прозрачности, например при $X = 0$, имеем

$$Z_x \simeq \pm\frac{1}{jY}(1+j)\sqrt{\frac{rY}{2}},$$

$$\mu \simeq 1 + j\frac{rY}{2} \mp (1+j)\sqrt{\frac{rY}{2}}.$$

Руководствуясь правилом (4), нетрудно установить, что для волны, идущей направо,

$$|\mu| \simeq 1 - \sqrt{\frac{|rY|}{2}} \quad \text{при } r > 0,$$

$$|\mu| \simeq 1 + \sqrt{\frac{|rY|}{2}} \quad \text{при } r < 0.$$

В первом случае получается затухающая волна, а во втором — нарастающая.

Интересно отметить, что показатель нарастания на краю полосы прозрачности значительно больше, чем в центре полосы (см. (7)).

в. За полосой прозрачности имеем

$$|XY-2|>2.$$

Для упрощения выкладок рассмотрим случай

$$|XY-2|\geqslant 2, \tag{8}$$

что соответствует большой расстройке (по сравнению с шириной полосы прозрачности) относительно края полосы прозрачности. При этом из (1) и (2) получим

$$Z_x \simeq \pm\left(\frac{r}{2}+j\frac{X}{2}\right),$$

$$\mu \simeq W \mp \left(W-\frac{1}{2W}\right).$$

Из последних формул, пользуясь правилом (4), находим, что волне, распространяющейся вправо, соответствует при $r>0$ решение

$$Z_x \simeq \frac{r}{2}+j\frac{X}{2},$$

$$\mu \simeq \frac{1}{2W},$$

$$|\mu| \simeq \frac{1}{|XY|},$$

т. е. затухающая волна.

Колебания в смежных звеньях находятся почти в фазе или противофазе, в зависимости от знаков X и Y. При $r=0$ имеем случай полной непрозрачности — передача энергии отсутствует.

При $r<0$, согласно тому же правилу (4), получим для волны, распространяющейся вправо:

$$\left.\begin{aligned} Z_x &\simeq \frac{|r|}{2}-j\frac{X}{2}, \\ \mu &\simeq 2W \simeq -XY+jrY, \\ |\mu| &\simeq |XY| \geqslant 1. \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Таким образом, при $r<0$ за полосой прозрачности цепочки (фильтра) существует распространяющаяся от источника к нагрузке нарастающая волна.

Обратим внимание на тот факт, что согласно (9) реактивная часть характеристического сопротивления равна

$$\operatorname{Im} Z_x \simeq -\frac{X}{2}.$$

Такое реактивное сопротивление не может быть реализовано в диапазоне частот при помощи обычных реактивных цепей: для любых реактивных двухполюсников производная их сопротивления по частоте положительна, а здесь она отрицательна. Поэтому «согласование» нашей цепочки, т. е. равенство нагрузки и характеристического сопротивления, может быть осуществлено только при одном выбранном значении частоты, а не в диапазоне частот.

Отметим, что проведенное в данном параграфе рассмотрение может быть проиллюстрировано на плоскости комплексного переменного, если учесть, что функция μ согласно формуле (1) является обратной по от-

ношению к известной функции Жуковского

$$W = \frac{1}{2}\left(\mu + \frac{1}{\mu}\right),$$

отображающей двулистную риманову поверхность W, склеенную вдоль отрезка [—1,1], на плоскость μ [3].

Такое рассмотрение делает наглядным существование нарастающих волн в системе при $r<0$ и, в частности, позволяет проследить переход от нарастающих волн к затухающим при изменении r от $r<0$ к $r>0$.

2. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КВАНТОВОГО УСИЛИТЕЛЯ

Применим полученные результаты для определения коэффициента G передачи мощности (коэффициента усиления) квантового парамагнитного усилителя с бегущей волной, предполагая при этом соблюдение принципа взаимности для устройства.

Рассматривая цепочку при наличии отражений от концов (внутренние сопротивления источника и нагрузки считаем одинаковыми: $Z_г = Z_н = r_н + jX_н$, но не равными характеристическому сопротивлению), можно получить следующую формулу для коэффициента передачи мощности:

$$G \equiv \frac{P_н}{P_г} \equiv \left(\frac{1}{2}\frac{|V_n|^2}{|Z_н|^2}\operatorname{Re} Z_н\right) \Big/ \left(\frac{1}{8}\frac{|E_0|^2}{\operatorname{Re} Z_н}\right) = \frac{|1-\Gamma^2|^2\,|\mu|^{2n}}{|1-\Gamma^2\mu^{2n}|^2}\,\frac{(\operatorname{Re} Z_н)^2}{|Z_н|^2}, \quad (10)$$

где $P_н$ — мощность, отдаваемая в нагрузку; $P_г$ — располагаемая мощность источника; E_0, V_n — см. рисунок; n — число звеньев в цепочке; Γ — коэффициент отражения на концах цепочки.

Рассмотрим некоторые частные случаи.

а. Работа в полосе прозрачности цепочки. Пусть для определенности цепочка представляет систему связанных резонаторов так, что $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$.

В середине полосы прозрачности такой цепочки согласно (6) и (7) имеем

$$Z_x = \frac{1}{|Y|},$$

$$|\mu| = 1 + \frac{|r|\,|Y|}{2} \equiv 1 + \frac{d_m - d_0}{2k},$$

где введены следующие обозначения:

$$d_0 \equiv \frac{1}{Q_2} \equiv \frac{r_0}{\omega L}$$

— собственный декремент резонатора (обратная величина собственной добротности Q_0), характеризующий собственные потери одной ячейки (резонатора);

$$d_m \equiv \frac{1}{Q_m} \equiv \frac{|r_m|}{\omega L}$$

— «магнитный декремент», вносимый активным веществом, — парамагнетиком (обратная величина «магнитной добротности» Q_m [1]);

$$k = \frac{|Z_2|}{\omega L} \equiv \frac{1}{|Y|\,\omega L}$$

— коэффициент, характеризующий степень связи смежных резонаторов цепочки.

Ширина полосы прозрачности $\Delta\omega_c$ определяется условием (5), которое в новых обозначениях дает

$$\frac{\Delta\omega_c}{\omega} = 2k.$$

Для коэффициента передачи мощности (коэффициента усиления) при условии согласования цепочки, в соответствии с (10), имеем

$$G = \left(1 + \frac{d_m - d_0}{2k}\right)^{2n} \simeq e^{\frac{n(d_m - d_0)}{k}}. \qquad (11)$$

Вычислим полосу пропускания усилителя, имея в виду, что r_m меняется в соответствии с характеристикой парамагнитного резонанса:

$$|r_m| = \frac{|r_{m_0}|}{1 + (\Delta\omega/\Delta\omega_в)^2}, \qquad (12)$$

где $\Delta\omega = 2(\omega - \omega_в)$ — удвоенная расстройка частоты сигнала относительно частоты парамагнитного резонанса; $\Delta\omega_в$ — ширина линии парамагнитного резонанса.

Пусть для простоты середина полосы прозрачности совпадает с частотой парамагнитного резонанса и ширина полосы прозрачности $\Delta\omega_c$ намного превышает ширину линии $\Delta\omega_в$. В этом случае полоса пропускания $\Delta\omega_п$, соответствующая уменьшению G вдвое, определится из (11) и (12) как

$$\Delta\omega_п = \Delta\omega_в \sqrt{\frac{3}{\frac{d_{m_0}}{d_{m_0} - d_0} G_0 - 3}},$$

где G_0 — коэффициент усиления при $\Delta\omega = 0$, выраженный в децибелах.

б. Работа вне полосы прозрачности цепочки. Предполагая, что цепочка согласована ($Z_н = Z_x$) при некоторой частоте $\omega = \omega_0$, получим из (9) и (10) для коэффициента усиления на этой частоте

$$G = (XY)^{2n} \left(\frac{r_н}{X}\right)^2.$$

Поскольку, как уже отмечалось выше в § 1, согласование можно осуществить только на одной фиксированной частоте, то при отклонении частоты от ω_0 возникнут отражения от концов цепочки, что ограничит полосу пропускания системы.

Учитывая характер Z_x и считая $X > 0$ (см. (9)), положим для простоты, что при согласовании на одной частоте в качестве $Z_г$ и $Z_н$ использована обычная цепочка rC *:

$$Z_г = Z_н = r_н - \frac{i}{\omega C_0} \equiv \frac{|r_{m_0}|}{2} - \frac{i}{\omega C_0}. \qquad (13)$$

При $\omega = \omega_0$ цепочка согласована: $X/2 = 1/\omega_0 C_0$. При $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ из (9) и (13) имеем для коэффициента отражения Г:

$$Г = \frac{Z_н - Z_x}{Z_н + Z_x} \simeq \frac{1}{2}\frac{\Delta\omega}{\omega_0}. \qquad (14)$$

* Применяя в качестве $Z_н$ более сложные двухполюсники, можно уменьшить отражение, добиваясь в лучшем случае примерного постоянства реактивной компоненты, что уменьшит отражение вдвое.

Подставляя (14) в (10), получим для полосы $\Delta\omega_{\text{п}}$, в пределах которой G меняется вдвое (μ предполагаем постоянным в полосе $\Delta\omega_{\text{п}}$):

$$\frac{\Delta\omega_{\text{п}}}{\omega_0} \simeq \frac{1}{\sqrt{G}} \frac{|r_{m_0}|}{X}. \qquad (15)$$

Если ω_0 значительно удалена от полосы прозрачности, то $X \to \omega L$ и формула (15) дает

$$\sqrt{G}\,\frac{\Delta\omega_{\text{п}}}{\omega_0} \simeq d_{m_0}.$$

Таким образом, в пределе получается такой же результат, как и в случае однорезонаторного усилителя [1]. При приближении ω_0 к полосе прозрачности (однако так, чтобы условие (8) не нарушалось) X уменьшается и $\Delta\omega_{\text{п}}$ соответственно увеличивается.

Проведенный анализ справедлив, когда соблюдается теорема взаимности. Случай, когда в системе имеются невзаимные свойства, должен быть рассмотрен особо.

В заключение выражаем признательность Л. А. Вайнштейну за ценное обсуждение вопросов, затронутых в данной работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. W. DeGrasse, E. O. Schulz-DuBois, H. E. D. Scovil, Bell System Techn. J., 1959, **38**, 2, 305.
2. Л. А. Вайнштейн, ЖТФ, 1957, **27**, 11, 2606.
3. М. Н. Лаврентьев, Б. В. Шабат, Методы теории функций комплексного переменного, ГТТИ, 1951.

Поступила в редакцию
24 VII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 6

ИССЛЕДОВАНИЕ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛНОВОДНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

Ю. В. Анисимова, Г. А. Бернашевский, А. Н. Выставкин, Л. Г. Ломизе

Производится теоретический расчет различных волноводных излучателей, использующих релятивистские группированные электронные пучки. В приближении заданных токов рассчитывается излучение в гладком волноводе, магнитном ондуляторе и волноводе, заполненном диэлектриком (эффект Черенкова). Приводятся результаты экспериментального исследования различных излучателей в миллиметровом диапазоне. Источником группированного пучка служил линейный ускоритель, работавший в диапазоне 10 *см* с выходной энергией 0,5—5 *Мэв*. Спектр излучения состоял из отдельных линий на частотах, кратных частоте группирования пучка. Мощность излучения достигала 10—100 *мвт* на 10—12-й гармониках (длина волны 8—10 *мм*) и с укорочением длины волны от 10 до 2 *мм* убывала со средней скоростью примерно 1 *дб* при переходе на каждую последующую гармонику.

ВВЕДЕНИЕ

Принципиальные трудности, возникающие при укорочении рабочей длины волны современных микроволновых генераторов, вызывают поиски новых путей создания генераторов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Один из возможных способов преодоления этих трудностей заключается в применении релятивистских электронных умножителей частоты, основанных на эффектах Черенкова и Допплера и впервые предложенных В. Л. Гинзбургом еще в 1947 г. [1,2].

За последние годы опубликован ряд работ, в которых приводятся результаты теоретических расчетов и первых экспериментальных исследований в этой области. Во всех работах используются релятивистские пучки, ускоряемые и группируемые в линейных электронных ускорителях или ускоряющих резонаторах, питаемых от мощных генераторов сантиметрового диапазона волн. В качестве излучателей используются магнитные ондуляторы [3—5] и резонаторы, работающие на высших типах колебаний (гармодотроны) [6], в том числе заполненные диэлектриком [7]. Мощности излучения, полученные экспериментально, составляли, как правило, 10—100 *мвт* в длинноволновой части миллиметрового диапазона и снижались до единиц или десятков микроватт на волнах порядка 2 — 3 *мм* вследствие, по-видимому, недостаточно хорошей группировки электронного пучка.

Эксперименты по черенковскому излучению [8] проводились лишь для низковольтных пучков (напряжение ускорения пучка порядка 10 *кв*). Мощности полученного излучения составляли доли микроватт на частоте 24 *Ггц*, совпадающей с частотой группирования пучка. Излучение Черенкова в миллиметровом диапазоне вообще не исследовалось экспериментально.

Следует отметить, что теоретический расчет ондулятора и черенковского излучателя производился для одиночного электрона, движущегося в безграничном пространстве [3] или в бесконечно длинном вол-

новоде [4, 9, 10], и для протяженного электронного пучка в безграничной диэлектрической среде [11].

Столь разнородный подход к расчету различных излучателей затруднял сравнение их теоретической эффективности, а идеализированные исходные предпосылки (одиночный заряд, бесконечность электронного пучка или волновода, безграничность замедляющей среды) обусловили существенный разрыв между результатами теоретических и экспериментальных исследований. Существенное увеличение мощности излучения в волноводе по сравнению с мощностью в безграничной среде оставалось невыясненным. Некоторые эффекты (например излучение в гладком волноводе [12]) вообще не удавалось объяснить с точки зрения существовавшей теории.

В данной работе с единой точки зрения исследуются различные волноводные излучатели, производится их сравнение и предпринимается попытка сузить разрыв, существующий в настоящее время между теоретическими расчетами и экспериментальными результатами.

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Ниже рассматриваются следующие три типа волноводных излучателей.

1. Гладкий волновод конечной длины с прямолинейным электронным пучком.

2. Волновод, заполненный диэлектриком (черенковский излучатель).

3. Магнитный ондулятор.

Выведем основные соотношения, позволяющие произвести расчет указанных излучателей.

Релятивистский электронный пучок, используемый в излучателе, предварительно претерпевает в ускорителе периодическую модуляцию на частоте ускоряющего поля. Если пренебречь разбросом по скоростям, сопровождающим эту модуляцию, то выражение для плотности тока на входе в излучатель может быть представлено в виде суммы отдельных гармонических составляющих:

$$\mathbf{j} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} j_0 f_n(x, y)\, e^{i(\omega_n t - \gamma_{en} z)}\, \mathbf{z}_0, \qquad (1)$$

где $\omega_n = n\Omega$ — частота данной гармоники тока, кратная частоте Ω ускоряющего поля; $\gamma_{en} = \omega_n / v_e$ — постоянная распространения волны тока; $v_e = \beta_e c$ — скорость пучка, $f_n(x, y)$ — функция распределения плотности тока в поперечном сечении; $j_0 = i_0/S$ — плотность тока, усредненная по площади S поперечного сечения пучка; $\mathbf{z}_0$ — единичный вектор в направлении $\mathbf{v}_e$. В дальнейшем мы будем рассматривать отдельную произвольную гармонику тока в выражении (1) и поэтому индекс n далее опускаем.

Допустим, что влияние электромагнитного поля излучения на структуру электронного пучка ничтожно мало. Это допущение практически вполне оправдано, так как энергии излучения, наблюдаемые экспериментально в устройствах рассматриваемого типа, пренебрежимо малы по сравнению с кинетической энергией пучка. Таким образом, в случае гладкого волновода и черенковского излучателя гармоники тока, описываемые равенством (1), не претерпевают никаких изменений в излучателе.

В случае магнитного ондулятора с пространственным периодом l_0 при не слишком больших амплитудах колебаний гармоника тока может быть представлена в виде двух волн поперечного и одной волны продольного токов [13], движущихся с фазовыми скоростями, отличными от скорости

v_e электронного пучка:

$$j_z = j_0 f(x, y)\, e^{i(\gamma_z z - \omega t)},$$

$$j_y = j_0 f(x, y)\,[e^{i(\gamma_{y1} z - \omega t)} + e^{i(\gamma_{y2} z - \omega t)}] \sin\alpha, \qquad (2)$$

где α — угол влета электронов в ондулятор, а фазовые постоянные γ_z и $\gamma_{y1,2}$ следующим образом связаны с величиной α и частотой поперечных колебаний электронов $\omega_0 = \frac{2\pi}{l_0} v_e \left(1 - \frac{\sin^2\alpha}{4}\right)$:

$$\gamma_z = \frac{\gamma_e}{1 - \frac{\sin^2\alpha}{4}}, \qquad \gamma_{y1,2} = \gamma_z \left(1 \pm \frac{\omega_0}{\omega}\right). \qquad (3)$$

Коэффициент $1 - \frac{\sin^2\alpha}{4}$ учитывает отличие скорости поступательного движения электронов в направлении оси z от скорости их движения вдоль синусоидальной траектории.

Будем считать, что гармоника тока в излучателе длины $L = z_2 - z_1$ существует только при $z_1 < z < z_2$, а волновод излучателя бесконечен или согласован на обоих концах. Тогда, следуя приближению заданных токов [14, 13], определяем мощность излучения при $z > z_2$ в виде

$$P = \sum_s \frac{1}{16 p_s} \left| \int_V \mathbf{j}\mathbf{E}_{-s} dV \right|^2, \qquad (4)$$

где p_s — мощность s-го типа волны в волноводе; $\mathbf{E}_{-s}$ — напряженность электрического поля для той же волны, распространяющейся назад (т. е. в сторону убывания z), интегрирование производится по объему волновода на участке $z_1 < z < z_2$, занятом токами. Очевидно, что суммирование в формуле (4) производится только по распространяющимся волнам. Подставляя выражения (1) — (2) для волн тока в (4) и производя интегрирование по z в пределах от 0 до L, получим

$$p = \sum_s \frac{1}{16 p_s} \left| \int_S \mathbf{j}\mathbf{E}_{-s}\, dS \right|^2 \left[\frac{\sin(\gamma_e - \gamma_s) L/2}{(\gamma_e - \gamma_s)/2} \right]^2 =$$

$$= \sum_s \frac{1}{16 p_s} \left| \frac{K}{S} \int_S f(x, y)\, E_{-s} dS \right|^2 \left[\frac{\sin(\gamma_e - \gamma_s) L/2}{(\gamma_e - \gamma_s)/2} \right]^2 i_0^2 = R i_0^2, \qquad (5)$$

где γ_s — постоянная распространения s-го типа волны; γ_e — фазовая постоянная волны тока; i_0 — амплитуда гармоники тока на входе в излучатель; K — коэффициент пропорциональности между амплитудными значениями плотности тока в излучателе и на его входе. Например, в случае излучения волны поперечного тока в ондуляторе $K = \sin\alpha$ [см. формулу (2)]. Соотношение (5), устанавливающее пропорциональность между мощностью излучения на данной частоте и квадратом амплитуды входного тока на этой же частоте, позволяет расчленить вопрос об исследовании релятивистского умножителя на две в основном независимые части: 1) исследование величины i_0, определяемой средним током и группирующей способностью ускоряющего устройства; 2) рассмотрение сопротивления излучения R, зависящего только от свойств излучателя, поперечной структуры электронного пучка и его скорости.

В дальнейшем будем рассматривать только сопротивление излучения R как величину, полностью характеризующую данный излучатель.

2. ИЗЛУЧЕНИЕ В ГЛАДКОМ ВОЛНОВОДЕ

Рассмотрим бесконечный цилиндрический волновод радиуса a, возбуждаемый волной тока вида (1), распространяющейся на длине L. Пусть

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi r}\delta(r), \tag{6}$$

где r — текущий радиус. Очевидно, что в такой системе возбуждаются только аксиально-симметричные волны типа E_{0s}.

Используя формулы (5) и (6), находим выражение для сопротивления излучения R:

$$R = \sum_s R_s = \frac{1}{2\pi a^2}\sum_s \frac{q_s^2}{\gamma_s^3 J_1^2(q_s a)}\left[\frac{\sin(\gamma_e - \gamma_s)L/2}{(\gamma_e - \gamma_s)/2}\right]^2, \tag{7}$$

где $q_s = \gamma_s a$ — поперечная постоянная распространения волны E_{0s}; γ_s — s-й корень функции $J_0(x)$; R_s — сопротивление излучения, соответствующее отдельной волне E_{0s}.

На рис. 1 представлена зависимость величины R_1 (для волны E_{01}) от длины излучателя L при различных скоростях v_e электронного пучка. Пучок сосредоточен на оси волновода, диаметр которого равен 10 *мм*.

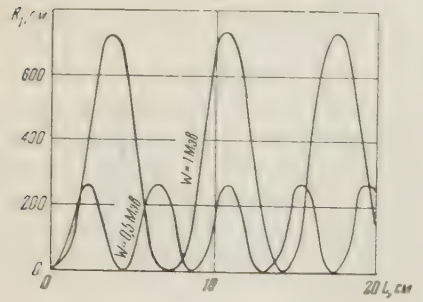


Рис. 1

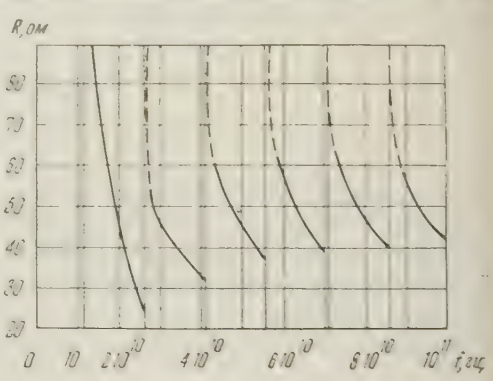


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость сопротивления излучения R_1 гладкого цилиндрического волновода на волне E_{01} от длины волновода L при различных энергиях W пучка на волне $\lambda = 10$ *мм*

Рис. 2. Спектральная характеристика гладкого цилиндрического волновода диаметром 20 *мм* при энергии пучка $W = 0{,}5$ *Мэв*

Наличие минимумов и максимумов объясняется интерференцией излучения, происходящего на различных участках волновода. Высота и период максимумов тем больше, чем ближе скорость пучка v_e к фазовой скорости волны v_s. В пределе при $v_e \to v_s$, т. е. в случае синхронизма между волной тока и электромагнитной волной, период и амплитуда кривых на рис. 1 бесконечно возрастают и $R \sim L^2$. Однако, поскольку $v_e < c$, синхронизм можно осуществить лишь при помощи замедляющих систем, в которых выполняется условие эффекта Черенкова

$$v_e > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \tag{8}$$

и которым посвящен следующий параграф.

Условие (8) справедливо для однородных диэлектрических замедляющих систем. В случае замедляющих структур типа диафрагмированного

волновода или волновода со спиралью под величиной ε следует понимать некоторую эквивалентную диэлектрическую проницаемость.

Зависимость величины R от частоты, которую мы впредь будем называть спектральной характеристикой излучателя, представлена на рис. 2. Интерференционные явления, происходящие в излучателе, не учитываются и выражение $\sin(\gamma_e - \gamma_s) L/2$ в (7) принято равным единице. Разрывы спектральной характеристики на граничных частотах для волн E_{0s} физического смысла не имеют и могут быть устранены и превращены в максимумы путем учета потерь в стенках волновода. Излучение вблизи граничной частоты не представляет большого интереса, так как при этом возникают практические затруднения, связанные с выводом энергии из излучателя. Следует отметить, что сопротивление излучения гладкого волновода достигает ощутимых уровней, и поэтому излучение в таком волноводе может без труда наблюдаться экспериментально.

3. ИЗЛУЧЕНИЕ ЧЕРЕНКОВА

В предыдущем параграфе отмечалось, что чем ближе скорость гармоники тока к фазовой скорости некоторой волны в волноводе, тем выше сопротивление излучения. Предельный случай синхронизма между волной тока и полем можно осуществить в замедляющей системе. В качестве примера такой системы рассмотрим цилиндрический волновод радиуса a и длины L, заполненный веществом с диэлектрической проницаемостью ε и достаточно малыми потерями. Вдоль оси волновода имеется цилиндрический канал радиуса b, равномерно заполненный электронным пучком *.

Выражение для сопротивления излучения такой системы на частоте f непосредственно вытекает из формулы (5) и имеет вид

$$R = \sum_s \frac{I_1^2(q_{0s}b)}{\pi q_{0s}^2 b^2 \gamma_s f G_s} \left[\frac{\sin(\gamma_e - \gamma_s) L/2}{(\gamma_e - \gamma_s)/2}\right]^2, \tag{9}$$

где

$$G_s = \frac{\varepsilon}{q_s^2} I_0^2(q_{0s}b)\left[a^2\psi_s^2(a) - b^2\psi_s^2(b) + \frac{2b}{q_s}\psi_s(b) - b^2\right] +$$

$$+ \frac{b^2}{q_{0s}^2} I_0^2(q_{0s}b)\left[F^2(q_{0s}b) + \frac{2}{q_{0s}b} F(q_{0s}b) - 1\right];$$

$$\psi_s(x) = \frac{J_1(q_s x) N_0(q_s a) - N_1(q_s x) J_0(q_s a)}{J_0(q_s b) N_0(q_s a) - N_0(q_s b) J_0(q_s a)};$$

$$F(x) = \frac{I_1(x)}{I_0(x)};$$

$q_{0s} = \sqrt{k^2 - \gamma_s^2}$; $q_s = \sqrt{k^2\varepsilon - \gamma_s^2}$ — поперечные фазовые постоянные в канале и диэлектрике соответственно; $k = \omega/c$.

Постоянные распространения γ_s волн E_{0s} определяются из известного трансцендентного уравнения

$$\Psi(b) = \frac{q_s}{\varepsilon q_{0s}} F(q_{0s}b).$$

Типичная спектральная характеристика черенковского излучателя представлена на рис. 3. Максимумы спектральной характеристики соответствуют синхронизму между пучком и различными волнами типа E_{0s}.

* Излучение Черенкова в такой системе подробно рассмотрено в [15].

Завал высокочастотной части характеристики объясняется экспоненциальным спадом электромагнитного поля в канале.

Если длина L излучателя достаточно велика и имеет место синхронизм на некоторой волне E_{0s}, то синхронный член в выражении (9) значительно больше суммы остальных членов и (9) существенно упрощается:

$$R = \frac{2L^2F^2(q_{0s}b)}{a^2q_{0s}^2b^2v_eQ},$$

где

$$Q = \frac{b}{a}\left\{\frac{\varepsilon}{\varepsilon\beta_e^2-1}\left[1+\frac{F^2(q_{0s}b)(\varepsilon\beta_e^2-1)}{\varepsilon^2(1-\beta_e^2)}\right]+\frac{b}{a}\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon(1-\beta_e^2)}F^2(q_{0s}b)+\right.$$

$$\left.+\frac{2\beta_e^2(\varepsilon-1)}{aq_{0s}(\varepsilon\beta_e^2-1)(1-\beta_e^2)}F(q_{0s}b)-\frac{b}{a}\frac{\varepsilon-1}{(\varepsilon\beta_e^2-1)(1-\beta_e^2)}\right\};$$

$$q_{0s} = \frac{k\sqrt{1-\beta_e^2}}{\beta_e}.$$

Как впервые было показано в [15], сопротивление излучения при синхронизме в черенковском волноводном излучателе значительно выше, чем в безграничной диэлектрической среде с каналом, спектральная характе-

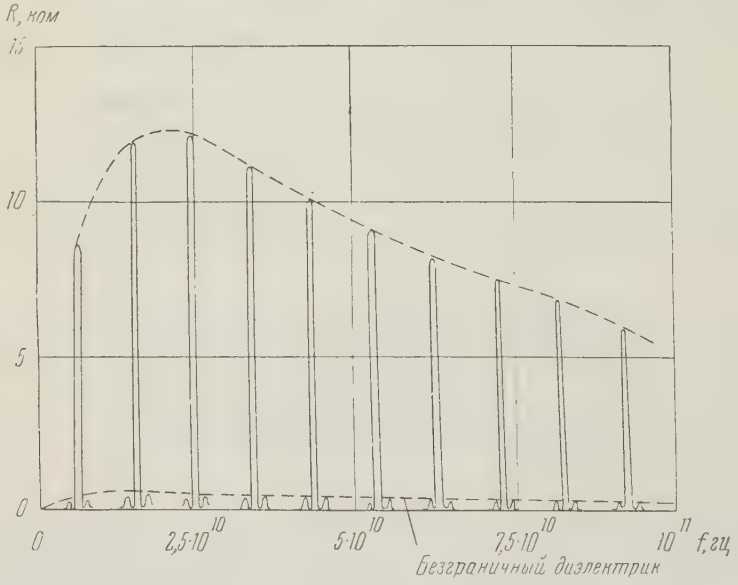


Рис. 3. Спектральная характеристика черенковского излучателя с диэлектриком при диаметрах волновода и канала, равных соответственно 14 и 4 *мм*; $\varepsilon = 10$, $W = 2$ *Мэв*

ристика которой изображена на рис. 3 в виде пунктирной кривой. Следует отметить, что в диэлектрической замедляющей системе достаточной длины трудно осуществить синхронизм одновременно на нескольких гармониках пучка. В связи с этим целесообразно использовать ферритовые замедляющие системы, позволяющие производить регулировку фазовых скоростей различных волн путем подмагничивания постоянным продольным магнитным полем.

4. ИЗЛУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО ОНДУЛЯТОРА

Если амплитуда колебаний электронов в ондуляторе невелика, то траекторию пучка можно считать синусоидальной. В ондуляторе возникают продольная и поперечные волны тока, описываемые равенствами (2). Продольная волна тока обусловливает такое же излучение, как в гладком волноводе. Одна из поперечных волн тока движется с фазовой скоростью, превосходящей скорость света в вакууме, и может совпадать с фазовой скоростью волн в волноводе. Таким образом, синхронизм в ондуляторе может иметь место в отсутствие замедляющей структуры.

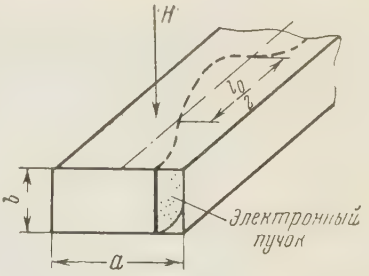


Рис. 4. Схематическое изображение волновода ондулятора

Пусть в прямоугольном волноводе движется бесконечно тонкий ленточный электронный пучок (рис. 4). Пучок движется по синусоидальной траектории с пространственным периодом l_0 и амплитудой A. Общее соотношение (5) с использованием (2) позволяет после несложных преобразований получить следующее выражение для сопротивления излучения поперечной волной тока на волнах типа H_{0s}:

$$R = \sum_s R_s = \frac{\pi}{4c}\,\frac{\sin^2\alpha}{ab}\sum_s \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{ks}}\right)^2}}\left[\frac{\sin(\gamma_e-\gamma_s)\frac{L}{2}}{(\gamma_e-\gamma_s)\frac{L}{2}}\right]^2, \qquad (10)$$

где s — нечетное число; $\sin\alpha = \pi A/l_0$; A — амплитуда колебаний электронов, которая следующим образом связана с магнитным полем H_m и пространственным периодом l_0 ондулятора:

$$A = \frac{eH_m\sqrt{1-\beta^2}\,l_0^2}{4\pi^2 mc^2}.$$

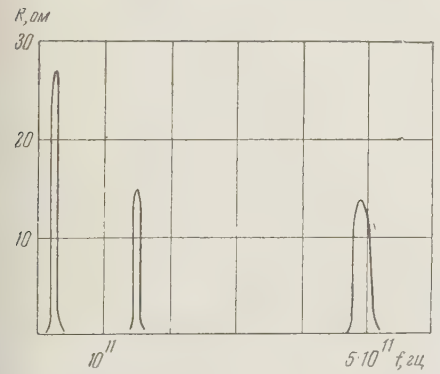


Рис. 5. Спектральная характеристика ондулятора при $W = 5$ *Wэв*, $a = 8$ *мм*, $b = 17$ *мм*, $l_0 = 27$ *мм*, $H_m = 1300$ *эрс*

На рис. 5 изображена типичная спектральная характеристика ондулятора. Отсутствие резонансов на высших типах волн в высокочастотной части характеристики обусловлено дисперсией быстрой волны поперечного тока, фазовая скорость которой в функции частоты определяется из выражения (3):

$$v_{\phi_2} = \frac{\omega}{\gamma_{y_2}} = \frac{\omega v_e}{\omega-\omega_0}\left(1-\frac{\sin^2\alpha}{4}\right).$$

На высоких частотах величина v_{ϕ_2} становится меньше c, и синхронное излучение не может иметь места.

5. СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Произведем сравнение рассмотренных выше типов излучателей при оптимальных параметрах, соответствующих практически выполнимым конструкциям этих излучателей.

Максимальное сопротивление излучения в чер[illegible]ковском излучателе на данной частоте имеет место при диаметре канала, [illegible] падающем с лина-

метром пучка, при $\varepsilon = 10—20$ и диаметре волновода, рассчитанном из условия синхронизма на волне E_{01}.

В случае ондулятора максимальная мощность излучается при поперечных размерах прямоугольного волновода, равных соответственно ширине пучка и сумме амплитуды колебаний электронов и толщины пучка. При

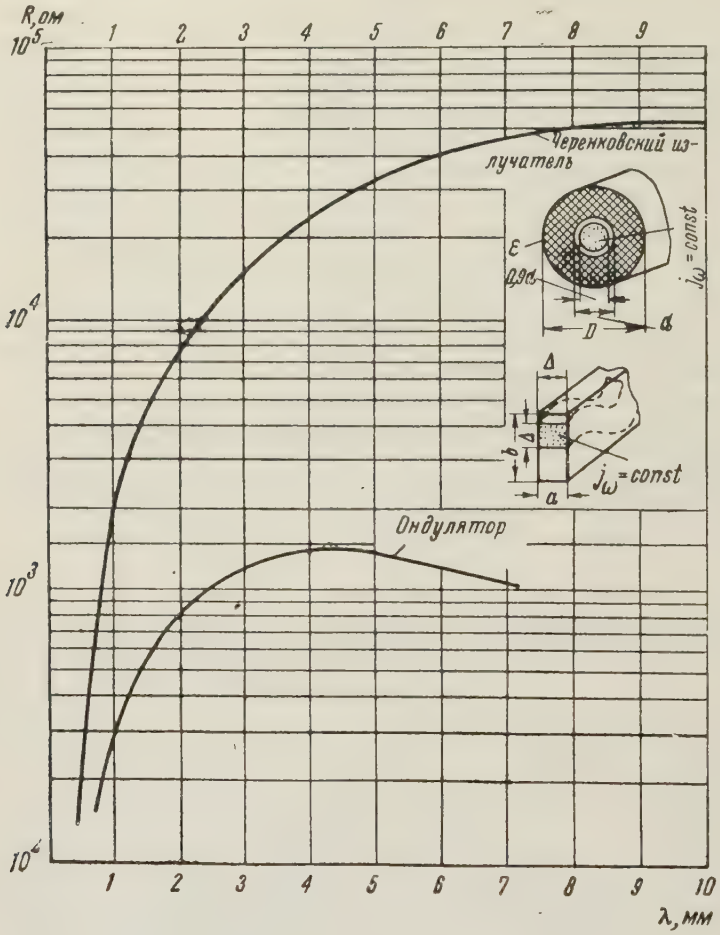


Рис. 6. Сравнение расчетных значений сопротивления излучения различных излучателей при $d = \Delta = 4$ *мм*, $\beta = 0{,}9$, $L = 100$ *мм*, $\varepsilon = 20$, $H_m = 4500$ *эрс*

этом должен соблюдаться синхронизм между волной поперечного тока и электромагнитной волной. Это имеет место при выполнении соотношения [3, 16, 13]

$$2a > l_0 / \sqrt{1 - \bar{\beta}^2},$$

где $\bar{\beta} = \beta\left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{4}\right)$. Наконец, оптимальная конструкция излучателя на гладком волноводе соответствует диаметру волновода, равному диаметру электронного пучка (при условии, конечно, что этот диаметр не является запредельным).

Результаты расчетов сопротивления излучения в миллиметровом диапазоне для оптимальных излучателей приведены на рис. 6. Размер b подбирается таким образом, чтобы пучок касался стенок волновода, а размеры l_0

и D рассчитываются каждый раз из условия синхронизма на волнах H_{10} и E_{01} соответственно. Длина синхронных излучателей принята равной $L = 10$ *см*. При такой длине эффективность синхронных излучателей значительно выше эффективности несинхронного. Хорошо видно, что эффективность черенковского излучателя в данном примере существенно выше эффективности ондулятора.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для экспериментального исследования описанных выше излучателей была создана установка, состоящая из 1) линейного ускорителя электронов, работающего в диапазоне 10 *см*, с выходной энергией 0,5—5 *Мэв* и импульсным током 30—50 *ма*; 2) исследуемого излучателя; 3) измерительных элементов миллиметрового диапазона: набора запредельных волноводов с дистанционным переключением, аттенюатора и волномера с дистанционным управлением; 4) видеоприемника с кристаллическим детектором*.

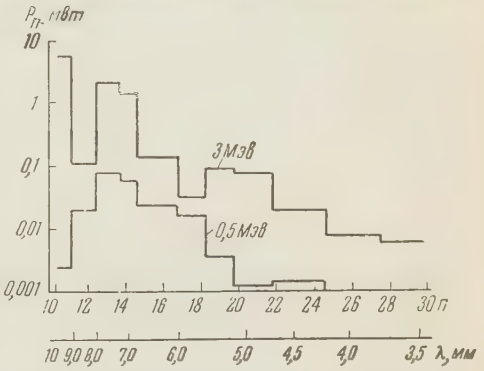


Рис. 7. Экспериментальная спектральная характеристика излучения в гладком прямоугольном волноводе длиной 200 *мм* и поперечным размером 8 × 17 *мм* при различных энергиях пучка

Мощность излучения оценивалась путем сравнения с калибровочным сигналом мощностью 45 *мквт* на волне 8 *мм*. Распределение мощности излучения по спектру на волнах короче 10 *мм* оценивалось при помощи упомянутого выше набора предельных волноводных фильтров. Посредством волномера для всех излучателей удалось обнаружить четкие линии на частотах, кратных частоте группирования электронного пучка.

Исследовались следующие излучатели:

1. Гладкий прямоугольный волновод с внутренними размерами 8 × × 17 *мм* и длиной 200 *мм*. Спектральные характеристики излучения приведены на рис. 7. Импульсный ток ускоренных частиц i_0 составлял 7,5 *ма* при $W = 0{,}5$ *Мэв* и 40 *ма* при $W = 3$ *Мэв*. Ступеньки на кривых соответствуют смене волноводных запредельных фильтров. По оси абсцисс отложен номер гармоники, а по оси ординат — мощность излучения.

Длина излучателя могла регулироваться путем дистанционного перемещения сеточки, прозрачной для электронного пучка и непроницаемой для электромагнитных волн. Полученная таким образом зависимость мощности излучения от длины излучателя представлена на рис. 8 Приведенная кривая соответствует отдельной гармонике ($\lambda = 7{,}5$ *мм*), выделенной волномером. Частые минимумы и максимумы обусловлены отражениями волн в излучателе и волноводном тракте. Конфигурация огибающей находится в хорошем соответствии с теоретической кривой, рассчитанной по формуле (7) для волн E_{11} и E_{31} и изображенной пунктиром.

2. Черенковский излучатель представлял собой ферритовый цилиндр с $\varepsilon = 10$, длиной 80 *мм*, помещенный в металлическую трубу диаметром 20 *мм*. Диаметр канала в феррите равнялся 4 *мм*. Излучатель находился внутри соленоида, обеспечивающего подстройку ферритовой системы путем подмагничивания и одновременно фокусировку электронного пучка в канале. Хотя увеличение диаметра волновода сопряжено с уменьше-

* Линейный ускоритель был рассчитан и налажен Г. И. Жилейко. В подготовке и наладке экспериментальной установки принимали также участие Н. П. Волков, И. Р. Геккер, Л. Э. Цопп, В. И. Юрьев и Д. А. Яковлев.

Рис. 8. Экспериментальная зависимость мощности излучения в гладком прямоугольном волноводе от его длины, изменяемой при помощи передвижной сеточки. Пунктиром показана соответствующая теоретическая кривая для волн E_{11} и E_{31}

нием мощности излучения [15], этот диаметр был выбран достаточно большим (20 *мм*) из соображений удобства подстройки ферритовой системы. При таком диаметре подстройка в необходимых пределах обеспечивалась подмагничивающими полями, далекими от ферромагнитного резонанса.

Спектральные характеристики излучения при энергиях 0,5 и 3 *Мэв* приводятся на рис. 9. Импульсный ток i_0 ускоренных электронов составлял 9 *ма* при $W = 0{,}5$ *Мэв* и 25 *ма* при $W = 3$ *Мэв*. В диапазоне волн от 6 до 9 *мм* наблюдалось существенное изменение мощности излучения на отдельных гармониках (в некоторых случаях в 10—15 раз) при изменении подмагничивающего поля. Мощность излучения уменьшалась или увеличивалась в зависимости от того, удалялись ли мы или приближались к синхронизму на некоторой волне E_{0s}.

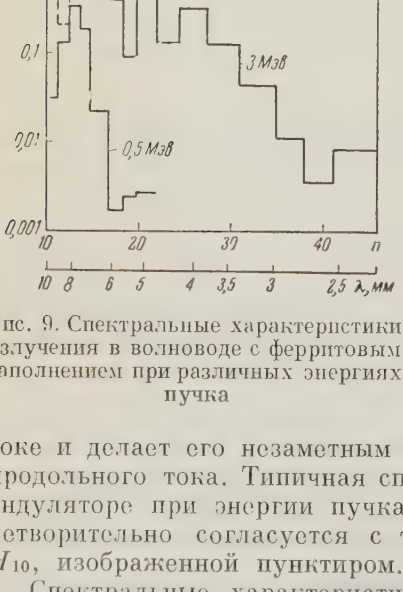


Рис. 9. Спектральные характеристики излучения в волноводе с ферритовым заполнением при различных энергиях пучка

3. Ондулятор, схема которого показана на рис. 10 (вверху справа), позволил наблюдать синхронное излучение только при низких энергиях пучка (до 1 *Мэв*). При более высоких энергиях и том же магнитном поле величина $\sin\alpha$ в формуле (10) сильно падает. Это уменьшает мощность излучения ондулятора на поперечном токе и делает его незаметным на фоне несинхронного излучения волной продольного тока. Типичная спектральная характеристика излучения в ондуляторе при энергии пучка 0,5 *Мэв* приведена на рис. 11. Она удовлетворительно согласуется с теоретической характеристикой на волне H_{10}, изображенной пунктиром.

Спектральные характеристики различных излучателей, приведенные на рис. 7, 9 и 11, были получены при разных значениях импульсного тока

i_0 ускоренных электронов. Поэтому для сравнения различных излучателей целесообразно хотя бы приблизительно оценить их сопротивления излучения. Будем считать, что электронные сгустки на выходе ускорителя имеют прямоугольную форму и длину порядка 16 *мм*. Тогда сопро-

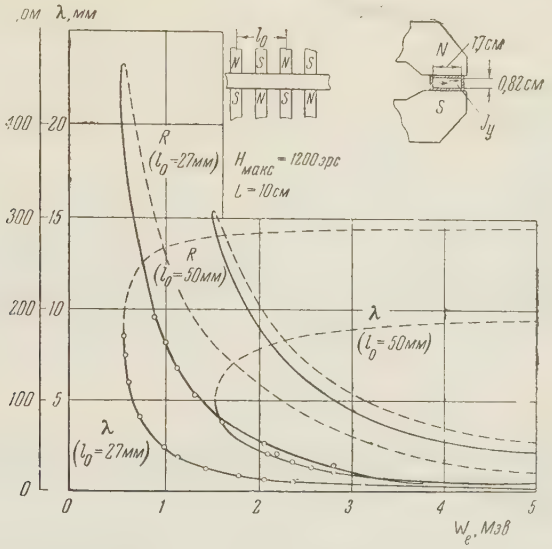


Рис. 10. Теоретическая зависимость сопротивления излучения и длины волны при синхронизме (на волне H_{10}) для двух экспериментальных макетов синусоидального ондулятора от энергии пучка при заданных длине и величине магнитного поля. Показаны также основные конструктивные параметры ондуляторов

тивления излучения для различных случаев в диапазоне 7—8 *мм* можно без труда рассчитать и свести в таблицу.

Следует иметь в виду, что гармонический состав электронного пучка экспериментально не исследовался. Поэтому приведенные выше значения R могут служить только в качестве сравнительных характеристик различных излучателей. Эти величины R являются, по-видимому, заниженными по следующим причинам: во-первых, форма сгустков на выходе ускорителя может существенно отличаться от прямоугольной; во-вторых, при расчете R не учитывались потери на отражение, поглощение и трансформацию волн в различных элементах волноводного тракта, стеклянном окне и в сочленении излучателя с выходным волноводом. Кроме того, при оценке мощности излучения исследуемый сигнал, достигавший иногда по нашим оценкам десятков милливатт, сравнивался с эталонным сигналом 45 *мквт*. При этом предполагалось, что характеристика детектора является квадратичной.

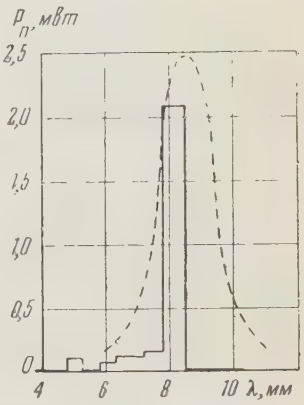


Рис. 11. Спектральная характеристика излучения в магнитном ондуляторе при энергии пучка $W = 0{,}5$ *Мэв*, токе $i_0 = 7{,}5$ *ма*, $l_0 = 27$ *мм*, $H_m = 1500$ *эрс*. Соответствующая теоретическая кривая для волны H_{10} показана пунктиром

Таблица

Тип излучателя	Энергия пучка					
	0,5 *Мэв*			3 *Мэв*		
	i_0, *ма*	*P*, *мвт*	*R*, *ом*	i_0, *ма*	*P*, *мвт*	*R*, *ом*
Гладкий волновод	7,5	0,09	10	40	10	40
Черенковский излучатель	9	0,45	35	25	15	150
Магнитный ондулятор	7,5	2,1	230	—	—	—

Следует отметить, что форма спектральных характеристик излучения обычно сильно зависела от режимов работы ускорителя, которые, по-видимому, существенно влияли на продольную и поперечную структуру пучка. Однако в среднем в диапазоне от 10 до 2 *мм* наблюдалось, как правило, убывание мощности излучения с укорочением длины волны, составлявшее примерно 1 *дб* на каждую последующую гармонику.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Об излучении микрорадиоволн и их поглощении в воздухе, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1947, **11**, 2, 165.
2. В. Л. Гинзбург, Об использовании эффекта Черенкова для генерации радиоволн, Докл. АН СССР, 1947, **56**, 3, 233.
3. Моц, Тон, Уайтхарст, Эксперименты по излучению, обусловленному быстрыми электронными пучками, Сб. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, ИЛ, 1959, стр. 317.
4. Моц, Эффект Черенкова и излучение ондулятора, Сб. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, ИЛ, 1959, стр. 210.
5. Комб, Фрело, Возбуждение миллиметровых волн в магнитном ондуляторе, Сб. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, ИЛ, 1959, стр. 338.
6. Серкис, Кольман, Гармодотрон — генератор миллиметровых волн, основанный на методах высоковольтной электроники, Сб. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, ИЛ, 1959, стр. 359.
7. R. H. Pantell, P. D. Coleman, R. C. Becker, Dielectric slow-wave structures for the generation of power at millimeter and submillimeter wavelengths, IRE Trans., 1958, ED-5, 3, 167.
8. Дэнос, Лашинский, Генерирование миллиметровых колебаний при помощи излучения Черенкова, Сб. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, ИЛ, 1959, стр. 370.
9. А. И. Ахиезер, Г. А. Любарский, Я. Б. Файнберг, Об эффекте Черенкова и сложном эффекте Допплера, Докл. АН СССР, 1950, **73**, 1, 55.
10. Абель, Эффект Черенкова в оптике и в области микроволн, Сб. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, ИЛ, 1959, стр. 174.
11. Дэнос, Излучение Черенкова протяженными электронными пучками, Сб. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, ИЛ, 1959, стр. 81.
12. Моц, Мэллори, Генерирование субмиллиметровых волн, Сб. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, ИЛ, 1959, стр. 330.
13. А. Н. Выставкин, С. С. Шахиджанов, Возбуждение волновода магнитного ондулятора протяженным модулированным электронным пучком конечной длины, Радиотехника и электроника, 1959, **4**, 8, 1404.
14. Л. А. Вайнштейн, Электромагнитные волны, Изд. Советское радио, 1957, § 80.
15. Л. Г. Ломизе, Расчет черенковского излучателя в диапазоне СВЧ, Радиотехника и электроника, 1960, **5**, 5, 707.
16. Л. А. Ривлин, О спектре излучения допплерова осциллятора в волноводе, Сб. Электроника, 1958, 6, 94.

Поступила в редакцию
20 VIII 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА
1960 № 6

ИЗМЕРЕНИЕ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ 70 *кэв* ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗАХ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ АНАЛИЗАТОРОМ

А. Н. Кабанов, Ю. М. Кушнир, Л. П. Крутякова

Излагаются результаты исследования энергетического состава электронного пучка с энергией 70 *кэв* после его взаимодействия с атомарными и молекулярными газами. Исследования проводились при помощи электростатического анализатора скоростей электронов, разрешающая способность которого составляла величину порядка 150000 : 1.

ВВЕДЕНИЕ

Анализаторы скоростей электронов с электростатической линзой обычно используются для исследования процессов неупругого рассеяния электронов с энергией в несколько десятков килоэлектроновольт в твердых телах. Эти же анализаторы могут применяться и при исследовании аналогичных процессов в газах.

Первые измерения потерь энергии 30—35 *кэв* электронов в газах при помощи анализаторов этого типа были предприняты в связи с определением влияния остаточных газов в колонне анализатора на спектры характеристических потерь энергии электронов в твердых телах [1, 2]. Затем были предприняты специальные исследования энергетического состава электронного пучка с энергией 30—35 *кэв* после его прохождения через различные газы [3, 4]. В наших опытах подобные исследования проводились с электронным пучком более высоких энергий (70—75 *кэв*). Результаты этих исследований приводятся в настоящей статье.

1. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Измерение потерь энергии электронов, взаимодействующих с газом, осуществлялось при помощи электростатического анализатора скоростей электронов с рабочим напряжением 75 *кв* [5]. При этой величине ускоряющего напряжения в анализаторе сохранялись постоянными значения разрешения по энергиям 0,5 *эв* и дисперсии 0,15 *мм/в* в диапазоне измерений потерь энергии электронов порядка 100—150 *эв*. Во всех измерениях ток электронного пучка обычно не превышал 5 *мка*.

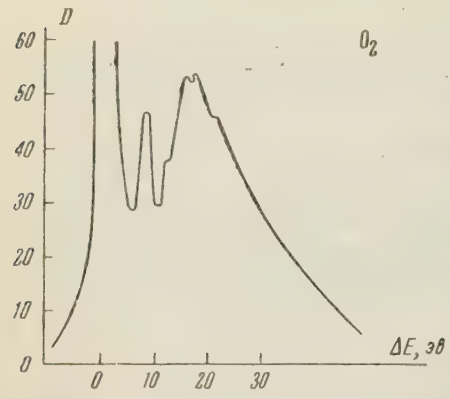
Выпуск газа в колонну анализатора осуществлялся при помощи камеры с игольчатым клапаном. Эта камера обеспечивала регулировку давления газа в зоне взаимодействия с электронами в пределах $1 \cdot 10^{-3}$ — $1 \cdot 10^{-2}$ *мм* рт. ст. При измерении потерь энергии электронов применялась методика, описание которой приведено в нашей работе [6] по аналогичным измерениям потерь энергии 70 *кэв* ионов лития.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Первые опыты были проведены с атомарными газами (гелий, неон и аргон). Величины измеренных потерь энергии 70 *кэв* электронов в этих газах достаточно точно совпадали со значениями потерь энергий как 30—35 *кэв* электронов, так и более медленных электронов. Однако, как и следовало ожидать, количество линий потерь на спектрах быстрых электронов было меньше, чем на спектрах медленных электронов вследствие меньшей вероятности процессов неупругого рассеяния.

В качестве молекулярных газов использовались кислород, азот и окись азота. Величины потерь энергии 70 *кэв* электронов в этих газах приводятся в табл. 1, 2, 3, в которых представлены также величины потерь, измеренные другими исследователями *.

К и с л о р о д (табл. 1, рисунок). На энергетическом спектре электронов, взаимодействовавших с кислородом, отчетливо наблюдались несколько линий потерь различной ширины и интенсивности. Первая наиболее узкая и интенсивная линия потерь вблизи 8,13 *эв* соответствует процессу возбуждения молекулы кислорода. Менее интенсивная, но также узкая линия потерь 12,57 *эв* в пределах точности наших измерений может быть отождествлена с процессом ионизации молекулы кислорода. Все другие линии потерь (более широкие и еще менее интенсивные) соответствуют процессам, в результате которых появляются молекулярные ионы в различных возбужденных состояниях. На некоторых спектрах иногда наблюдалась очень узкая с малой интенсивностью линия потерь вблизи 5,0 *эв*, которую можно видимо отождествить с процессом диссоциации молекулы кислорода.



Фотометрическая кривая энергетического спектра электронов, прошедших сквозь кислород

А з о т (табл. 2). На всех энергетических спектрах всегда обнаруживалась узкая и наименее интенсивная линия потерь 9,63 *эв*. Это значение потерь энергии электронов хорошо согласуется с величиной энергии дис-

Таблица 1

Кислород

Потери энергии электронов, *эв*			Вероятный процесс
$E = 70$ *кэв*	$E = 35$ *кэв*	медленные электроны	
$8{,}13 \pm 0{,}2$	$8{,}43 \pm 0{,}1$ $8{,}0 \pm 0{,}3$ (М)	8,5 (Ро), 9,0 (Ге) 7,9 (Да)	$e + O_2 = O'_2 + e$
$12{,}57 \pm 0{,}2$	$13{,}03 \pm 0{,}1$ $13{,}6 \pm 0{,}5$ (М)	$12{,}2 \pm 0{,}2$ (Т, Хе, П) 12,8 (Мо), 13,0 (Хо)	$e + O_2 = O_2^+ + 2e$
$15{,}49 \pm 0{,}2$	$15{,}63 \pm 0{,}1$	15,5 (См)	»
$18{,}0 \pm 0{,}3$	$17{,}52 \pm 0{,}2$	18,0 (Мо), 18,2 (П)	»
$21{,}0 \pm 0{,}4$	$20{,}84 \pm 0{,}2$	21,0 (Мо)	»

* Для электронов с энергиями E=30—35 *кэв* приведены значения, полученные Дитрихом и Молленштедтом (М) [3], а для электронов порядка сотен электроновольт и меньше — Робертсом (Ро), Генри (Ге), Дальтоном (Да), Локровом (Ло), Кальманом и Смитом (См), Хогнесом (Хо), Рудбергом (Р), Харнвелом (Х), Реннингером (Ре), Кнесером (Кн) [7], Моррисоном (Мо) [8], Миллнкеном (Ми), Тейтом (Т), Хегструмом (Хе) и Прайсом (П) [9].

Таблица 2

Азот

Потери энергии электронов, *эв*			Вероятный процесс
$E = 70$ *кэв*	$E = 35$ *кэв*	медленные электроны	
$9{,}63 \pm 0{,}1$	—	$9{,}25 \pm 0{,}2$ (P)	$e + N_2 = N + N + e$
$12{,}9 \pm 0{,}15$	$12{,}75 \pm 0{,}1$ $13{,}10 \pm 0{,}3$ (M)	$12{,}9 \pm 0{,}1$ (P, X, Pe)	$e + N_2 = N'_2 + e$
$14{,}45 \pm 0{,}2$	$13{,}93 \pm 0{,}1$	$13{,}99 \pm 0{,}1$ (P)	$e + N_2 = N'_2 + e$ $e + N = N^+ + 2e$
$15{,}62 \pm 0{,}2$	15,63	$15{,}65 \pm 0{,}15$ (P, Mo, Mи, T, Xe)	$e + N_2 = N_2^+ + 2e$
$16{,}5 \pm 0{,}3$	—	16,8 (Xo), 17,1 (Mo) 10 значений между 16,01 и 17,2 (T)	»
$19{,}27 \pm 0{,}3$	—	19,4 (Mo)	»
$24{,}14 \pm 0{,}35$	—	22,0 (Mo), 24,3 (Mo, Xe)	$e + N_2 = N^+ + N + 2e$

социации молекулы азота 9,76 *эв*, полученной в спектроскопических исследованиях Гейдона [10]. Отождествление этой потери энергии электронов с процессом диссоциации подтверждается также наличием в энергетическом спектре линии потерь вблизи 24,14 *эв*. Последняя соответствует процессу, в результате которого появляются ионы атомарного азота. При этом потеря энергии электрона $U(N^+)$ согласно уравнению

$$U(N^+) = D(N_2) + I(N)$$

складывается из энергий, затраченных электроном на диссоциацию молекулы азота $D(N_2)$ и ионизацию атома азота $I(N)$. Подставляя известные значения $U(N^+) = 24{,}14$ *эв* и $I(N) = 14{,}54$ *эв*, получаем для энергии диссоциации молекулы азота величину $D(N_2) = 9{,}6$ *эв*.

Наиболее интенсивная линия потерь обнаруживается вблизи 12,9 *эв*. Она по всей вероятности обусловлена процессом возбуждения молекулы азота. Менее интенсивная линия 14,45 *эв* может отождествляться либо с процессом возбуждения более высоких уровней молекулы, либо с процессом ионизации атомарного азота. Потеря энергии 15,62 *эв* весьма точно совпадает со значением потенциала появления молекулярного иона азота. Все другие линии потерь соответствуют процессам, в результате которых появляются молекулярные ионы в возбужденных состояниях.

Окись азота (табл. 3). На всех спектрах всегда обнаруживались пять линий. Соответствующие им значения потерь энергии электронов хорошо согласуются с величинами, полученными в опытах с медленными электронами. Наибольший интерес представляет линия вблизи 6,5 *эв*. Величина потери энергии, соответствующая этой линии, весьма точно совпадает со значением энергии диссоциации молекулы окиси азота, полученным Гейдоном [10]. По известному [10] термохимическому уравнению

$$2NO = N_2 + O_2 + 1{,}87 \text{ эв},$$

Таблица 3

Окись азота

Потери энергии электронов, *эв*		Вероятный процесс
$E = 70$ *кэв*	медленные электроны	
$6{,}5 \pm 0{,}2$	—	$e + NO = N + O + e$
$9{,}3 \pm 0{,}2$	$9{,}5 \pm 0{,}1$ (Xo, T, Xe)	$e + NO = NO^+ + 2e$
$12{,}5 \pm 0{,}4$	11,7; 12,2; 13,3; 14,0; 14,8 (Mo)	»
$16{,}4 \pm 0{,}4$	16,1; 17,2; 18,2 (Mo)	»
$22{,}0 \pm 0{,}3$	$21{,}8 \pm 0{,}2$ (Xo, Xe)	$e + NO = N^+ + O + 2e$

полагая $D(O_2) = 5{,}08$ и $D(NO) = 6{,}5$ *эв*, находим, что $D(N_2) = 9{,}76$ *эв*. Таким образом, наши опыты подтверждают все еще подвергающуюся сомнению величину энергии диссоциации азота, равную примерно 9,7 *эв*.

Помимо указанных выше газов измерялись также потери энергии электронов в воздухе и парах четыреххлористого углерода. Величины потерь энергии электронов в воздухе соответствуют основным его составляющим — азоту и кислороду. Результаты исследования энергетического состава электронного пучка после прохождения паров четыреххлористого углерода представлены в табл. 4. Поскольку эти пары при впуске их в колонну анализатора вызывали сильное снижение пробивной прочности линз и электронной пушки, исследования проводились лишь при ускоряющем напряжении 45 *кв*. На энергетическом спектре наблюдались шесть узких линий потерь примерно равной интенсивности.

Таблица 4

Четыреххлористый углерод

Потери энергии электронов, *эв* ($E = 45$ *кэв*)					
$4{,}5 \pm 0{,}2$	$7{,}1 \pm 0{,}2$	$10{,}0 \pm 0{,}2$	$11{,}9 \pm 0{,}3$	$14{,}0 \pm 0{,}3$	$16{,}6 \pm 0{,}2$

Из результатов других исследователей нам известны лишь величина потенциала ионизации $11{,}0 \pm 1{,}0$ *эв*, определенная Беккером [9], и энергия диссоциации, равная 12,5 *эв*, значение которой приведено в [11]. Эти величины с небольшими отклонениями совпадают со значением потерь энергии электронов 11,9 *эв*, измеренным в наших опытах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При помощи электростатического анализатора скоростей электронов прямым методом измерены потери энергии 70 *кэв* электронов в атомарных и молекулярных газах, а также парах четыреххлористого углерода. В случае использования одноатомных газов, в силу известных причин, на спектрах быстрых электронов отсутствуют некоторые линии потерь, обнаруженные в опытах с медленными электронами. В молекулярных газах вследствие значительной вероятности процессов неупругого рассеяния все значения потерь энергии, обнаруженные в опытах с медлен-

ными электронами, имеют место и для 70 *кэв* электронов. В парах четыреххлористого углерода обнаружены шесть линий потерь энергии 45 *кэв* электронов.

Применение анализатора скоростей электронов с электростатической линзой показало, что при его помощи можно изучать весьма тонкие эффекты неупругого взаимодействия быстрых электронов с газом.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Möllenstedt, Die Elektrostatische Linse als hoch auflosender Geschwindigkeitanalysator, Optik, 1949, 5, 499.
2. А. Н. Кабанов, В. И. Милютин, Некоторые применения электростатического анализатора скоростей электронов, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 2, 321.
3. W. Dietrich, Verscharfe Messung diskreter Energieverluste von 35 kev-Elektronen an Gasen, Z. Phys., 1958, **152**, 87.
4. И. Г. Стоянова, А. Н. Кабанов, Исследование потерь энергии электронов в тонких слоях газов, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1959, **23**, 6, 719.
5. А. Н. Кабанов, В. И. Милютин, Д. В. Фетисов, Электростатический анализатор скоростей электронов на 75 *кв*, Изв. АН СССР, Сер. физ., 1959, **23**, 4, 459.
6. Ю. М. Кушнир, А. Н. Кабанов, Л. Н. Крутякова, Измерение потерь энергии 70 *кэв* ионов лития в газах электростатическим анализатором, Радиотехника и электроника, 1960, 5, 4, 672.
7. W. De Groot, F. Penning, Handbuch der Physik, Berlin, 1933, 23/1, 127—138.
8. J. Morrison, Electron-impact spectroscopy, Rev. of Pure a. Appl. Chem., 1955, 5, 22.
9. Landolt-Börnstein, Zablenwerte mit Funktionen, Berlin, 1951, 1/3, 359—367.
10. А. Гейдон, Энергии диссоциации и спектры двухатомных молекул, ИЛ, 1949, стр. 195—213, 214.
11. Г. Герцберг, Атомные спектры и строение атомов, ИЛ, 1948, стр. 246.

Поступила в редакцию
6 VI 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 6

О СВЯЗИ МЕЖДУ ХАОТИЧЕСКИМ ДВИЖЕНИЕМ КАТОДНОГО ПЯТНА И ЕГО ДЕЛЕНИЕМ

И. Г. Кесаев

Приведены экспериментальные данные, доказывающие, что доминирующей причиной беспорядочного перемещения катодного пятна в дуге низкого давления с жидким ртутным катодом является его систематическое деление.

1. ПОСТАНОВКА ВОПРОСА

Одной из характерных особенностей поведения катодного пятна на однородных металлических катодах при низких давлениях среды является его непрерывное хаотическое перемещение по поверхности металла. Несмотря на вековой опыт изучения и технического освоения дуги, вопрос о природе этого явления остался на сегодняшний день открытым. О причинах хаотического движения пятна на жидком ртутном катоде высказывались отдельные, чистоумозрительные предположения [1—3], идея которых сводилась к тому, что это движение связано с бурным местным вскипанием металла и сопровождающими его газодинамическими эффектами. Однако указанная точка зрения не была в дальнейшем обоснована ни посредством экспериментов, ни расчетами.

Исследуя структуру катодного пятна на ртути, автор настоящей работы пришел к заключению, что причиной хаотического движения пятна на жидком ртутном катоде является его деление [4]. Основанием к этому послужили данные о закономерном характере и большой частоте деления пятна, а также о существовании взаимодействия между отдельными его частями, носящего характер отталкивания [4, 5]. Возникающие при каждом акте деления неустойчивые автономные пятна должны удаляться друг от друга под влиянием взаимного отталкивания до тех пор, пока одно из них не исчезнет по истечении интервала времени той или иной продолжительности τ_i. В результате каждого такого акта остающееся более устойчивое пятно смещается от первоначального положения на катоде на некоторый отрезок s_i. Направление смещения зависит от ориентации пятна в момент его деления. Согласно имеющимся данным [6] катодное пятно на ртути состоит из ряда мелких активных очагов эмиссии, расположенных в виде цепочки, вытянутой преимущественно в одном направлении. Деление пятна совершается путем разрыва цепочки на две части, удаляющиеся друг от друга в направлении первоначальной ориентации всей цепочки. В отсутствие стороннего магнитного поля все направления деления и последующего смещения пятна должны быть равновероятными. Но тогда направления смещения пятна в результате последовательных актов деления должны быть распределены по чисто случайному закону. Таким образом, систематическое деление пятна при равновероятности всех направлений деления и взаимном отталкивании отдельных частей представляет ситуацию, приводящую к его беспорядочному перемещению по катоду. Вопрос заключается лишь в том, является ли деление пятна и последующее взаимное отталкивание автономных пятен доминирующей причиной наблюдающегося в действи-

тельности хаотического движения. Разрешить поставленный вопрос можно лишь путем совместного количественного исследования деления пятна и его хаотического перемещения при одних и тех же условиях опыта.

Количественная связь между делением катодного пятна и обусловленным им беспорядочным перемещением может быть легко установлена при одном лишь упрощающем предположении, что каждый новый акт деления наступает после распада одного из автономных пятен. При этом характер взаимодействия между пятнами оказывается наиболее простым, так как в каждый момент времени на катоде может находиться не более двух пятен. Последнее условие должно соблюдаться при небольших значениях разрядного тока (до 10—15 *а*). При указанном условии и случайном характере распределения направлений смещения средний квадрат расстояния ρ, на которое пятно удалится от произвольной начальной точки в результате n актов деления, может быть найден как сумма квадратов всех элементарных или направленных смещений:

$$\overline{\rho^2} = \sum_{i=1}^{n} s_i^2. \qquad (1)$$

Если $\overline{s^2}$ представляет собой среднее значение квадрата элементарного смещения пятна, а f — среднюю частоту деления пятна при данном токе, то соотношение (1) можно переписать в более удобной форме:

$$\overline{\rho^2} = f\overline{s^2}t, \qquad (2)$$

где t обозначает полное время наблюдения.

Сформулированная выше задача установления связи между хаотическим движением пятна и его делением сводится к проверке выполнения соотношения (2). С этой целью найденные из опытов по исследованию деления пятна значения коэффициента $f\overline{s^2}$ должны быть сравнены с величинами отношения $\overline{\rho^2}/t$, определенными при тех же условиях опыта непосредственно из наблюдений движения пятна. Следует подчеркнуть, что при этом сравнении не делается каких-либо предположений о характере распределения величин s_i, ограничивающих общность выводов. Существование связи между тем и другим явлениями можно будет считать доказанным, если значения коэффициента $f\overline{s^2}$ окажутся того же порядка, что и величины отношения $\overline{\rho^2}/t$. Приводимые ниже результаты количественного исследования нормальной дуги низкого давления с однородным ртутным катодом целиком подтверждают указанную точку зрения.

2. ДЕЛЕНИЕ КАТОДНОГО ПЯТНА И ВЗАИМНОЕ ОТТАЛКИВАНИЕ АВТОНОМНЫХ ПЯТЕН В ДУГЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ЖИДКИМ РТУТНЫМ КАТОДОМ

Закономерный характер деления пятна и взаимодействие между автономными пятнами особенно отчетливо обнаруживаются в условиях вынужденного упорядоченного движения катодного пятна в неоднородном тангенциальном магнитном поле [4, 5]. Для преследуемой здесь цели установления связи между хаотическим движением пятна и его делением было необходимо исследовать деление пятна и расхождение автономных пятен под влиянием взаимного отталкивания в естественных условиях дуги, невозмущенной полем стороннего происхождения. Для наблюдений был использован метод зеркальной развертки изображения пятна с его фотографической регистрацией на очень чувствительную пленку (1000 ед. ГОСТ'а). Несколько типичных снимков пятна при различных значениях

тока приведены вместе с масштабом времени на рис. 1. На снимках каждое разветвление линии соответствует одиночному акту деления пятна. Измеряя интервалы t_d между исходными пунктами соседних разветвлений, можно составить представление о частоте деления пятна f, а по данным измерений максимального расхождения l_i каждой пары пятен можно определить средний квадрат смещения пятна в результате одиночного акта деления и взаимного отталкивания автономных пятен:

$$\overline{s^2} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{l_i}{2} \right)^2. \qquad (3)$$

Таким образом, снимки рис. 1 способны доставить всю необходимую информацию о беспорядочном движении пятна, обусловленном его деле-

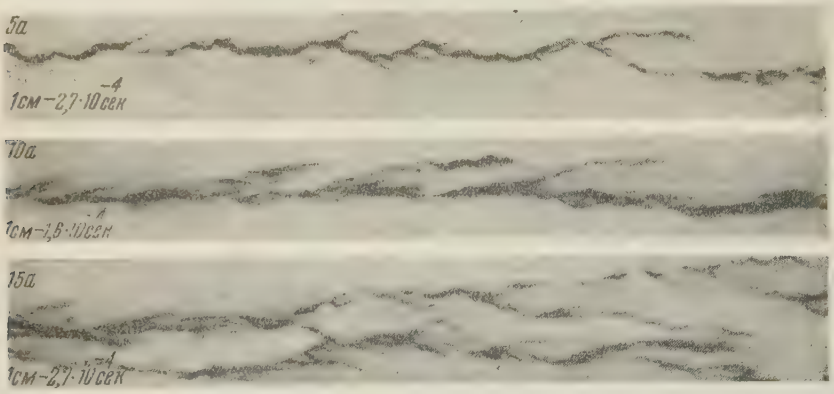


Рис. 1. Снимки деления катодного пятна на ртути при токах 5, 10 и 15 a, полученные методом зеркальной развертки изображения (× 3)

нием. Для правильного использования этой информации следует учесть ошибки, связанные с многочисленными пропусками в регистрации актов деления. Следует различать пропуски, являющиеся результатом несовершенства избранного метода наблюдений, и неизбежные при любом методе наблюдений пропуски, связанные с самим характером распределения отделяющихся пятен по продолжительности существования τ. Первые обусловлены тем, что на снимках рис. 1 выпадают из учета все акты деления, при которых обе части пятна расходятся вдоль направления развертки изображения или вдоль близких к нему направлений. Так как все направления деления пятна равновероятны, то таким образом теряется около половины всех совершающихся актов деления. Учитывая указанные потери, найденную из наблюдений частоту деления пятна необходимо умножить на 2.

Происхождение второго источника ошибок легко понять из рассмотрения рис. 2, на котором представлено в виде нормированной гистограммы распределение отделяющихся пятен по продолжительности их существования τ. Гистограмма относится к току 10 a и построена по данным обработки исследованных 600 случаев деления пятна. При анализе гистограммы следует иметь в виду, что обнаруживаемый на ней максимум в области интервалов от 10 до 20 *мксек* является результатом пропусков в наблюдениях пятен с меньшей длительностью существования, лежащей ниже порога чувствительности τ_0 избранного метода наблюдения.

В действительности распределение пятен по τ может быть представлено монотонно падающей кривой. При таком характере распределения из наблюдений неизбежно выпадает множество актов деления, при которых одно из пятен обладает продолжительностью жизни $\tau < \tau_0$. Хотя каждый из

этих актов деления способен внести в сумму (1) лишь крайне незначительный вклад, вследствие большого количества такого рода пропусков значение $\overline{\rho^2}$ может оказаться заметно заниженным. Таким образом, даже с учетом указанного выше удвоения частоты деления пятна мы должны получить заведомо заниженное значение коэффициента $f\overline{s^2}$.

Переходя непосредственно к определению коэффициента $f\overline{s^2}$, следует рассмотреть найденное распределение интервалов времени t_d между последовательными актами деления пятна. Такого рода распределение для

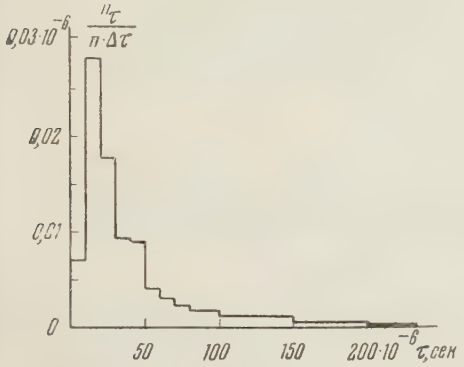


Рис. 2

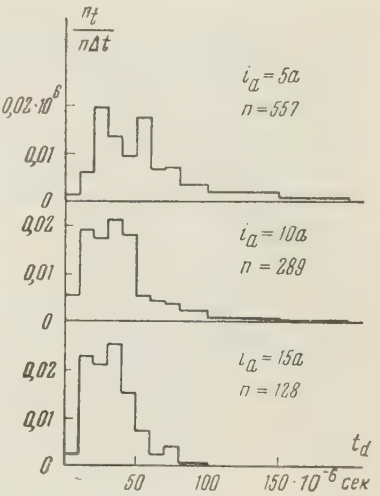


Рис. 3

Рис. 2. Распределение автономных пятен по продолжительности существования при токе 10 *а*. По оси ординат отложены относительные частоты появления пятен с продолжительностью существования τ.

Рис. 3. Распределение интервалов между последовательными актами деления катодного пятна на ртути при токах 5, 10 и 15 *а*

токов 5, 10 и 15 *а* при температуре катода около 20°С представлено в виде гистограмм на рис. 3. Распределение обладает резко выраженным максимумом в области от 10 до 40 *мксек*. В этом интервале времен происходит от 50 до 70% всех актов деления, что говорит о закономерном характере деления пятна. Отмеченное обстоятельство позволяет на законных основаниях ввести понятие средней частоты деления катодного пятна

$$f = 2/\overline{t_d},$$

где $\overline{t_d}$ представляет среднее арифметическое значение интервала между последовательными актами деления, найденное непосредственно из измерений, а двойка в числителе учитывает потерю половины всех совершающихся актов деления. Определенные таким образом частоты составляют по порядку величины от 10^4 до 10^5 *сек*$^{-1}$. Их точные величины для трех значений тока приведены в таблице.

I, *а*	f, *сек*$^{-1}$	$\overline{s^2}$, *см*^{2}	$f\overline{s^2}$, $\frac{см^2}{сек}$	$\overline{\rho^2}/t$, $\frac{см^2}{сек}$
5	$3{,}2\cdot10^4$	$3{,}3\cdot10^{-4}$	10,6	24,9
10	$5{,}7\cdot10^4$	$5{,}3\cdot10^{-4}$	30,2	34,3
15	$6{,}0\cdot10^4$	$7{,}5\cdot10^{-4}$	45,0	42,0

Второй интересующей нас величиной является среднее значение квадрата элементарного смещения пятна $\overline{s^2}$, входящее в качестве сомножителя в состав искомого коэффициента в выражении (2). Относительно распределения отдельных отсчетов s_i по их величинам достаточно сказать лишь то, что оно соответствует распределению пятен по продолжительности их существования (рис. 2). Последнее кажется вполне естественным, так как

под влиянием взаимного отталкивания каждая пара пятен удаляется друг от друга на расстояние, соответствующее продолжительности их совместного существования. В процессе возведения в квадрат отдельных отсчетов s_i при определении среднего значения (3) резко уменьшается роль малых отсчетов. Из этого следует, что при больших токах ошибка, связанная с неизбежными потерями малых отсчетов, должна быть незначительной. Выведенные из большого количества отсчетов средние величины квадрата элементарного смещения пятна для трех избранных значений тока представлены в таблице. По порядку величины они составляют всего лишь от 10^{-4} до 10^{-3} $см^2$. Ничтожные размеры каждого элементарного смещения пятна компенсируются высокими значениями частоты его деления. Этим объясняется относительно высокая скорость беспорядочного движения пятна, обусловленного его делением. Отнесенные к единице времени средние значения квадрата отклонения пятна от произвольной начальной точки, численно равные произведению $f\overline{s^2}$, также приведены в таблице.

3. ХАОТИЧЕСКОЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЕ КАТОДНОГО ПЯТНА В ДУГЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ЖИДКИМ РТУТНЫМ КАТОДОМ

Задача второй части настоящего исследования состоит в проверке того обстоятельства, является ли движение катодного пятна в дуге с однородным ртутным катодом в действительности вполне беспорядочным и может ли быть это движение обусловлено делением пятна. Признаком ха-

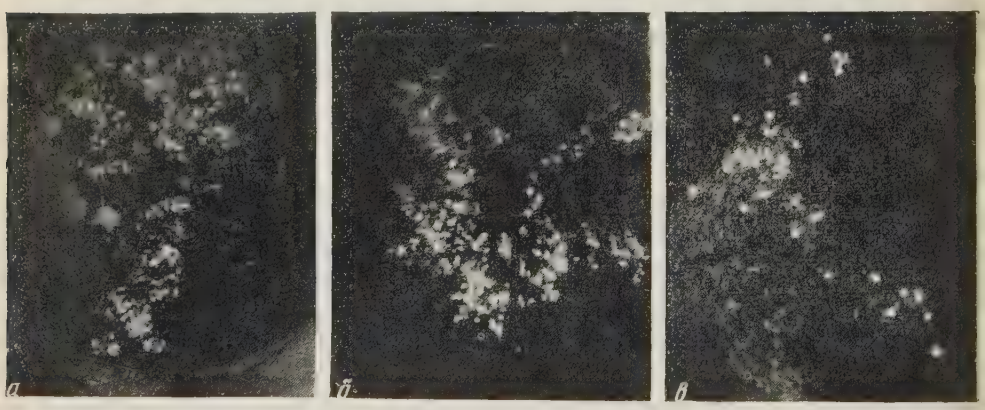


Рис. 4. Снимки беспорядочного перемещения пятна на ртути при токе 5 $а$, выполненные при помощи стробоскопического устройства

отического движения любого объекта может служить линейный закон увеличения среднего квадрата расстояния объекта от произвольной начальной точки со временем (2). С целью исследования движения катодного пятна последнее фотографировалось при помощи обычной пленочной камеры на неподвижную изохроматическую пленку через вращающийся красный светофильтр, имеющий форму диска с равномерно расположенными по окружности радиальными щелями. Это перфорационное устройство позволяло получить на пленке ряд дискретных изображений катодного пятна через определенные равные промежутки времени, которые можно было изменять в широких пределах посредством изменения количества вырезов в диске и скорости его вращения. Благодаря применению полупрозрачного для излучения пятна перфорационного диска на пленке помимо ярких дискретных изображений пятна получался также полутеневой непрерывный след, оставляемый изображением пятна во время его

перемещения по катоду. Это позволяло проследить хронологическую последовательность дискретных изображений пятна.

Ряд типичных снимков пятна, полученных при помощи описанного устройства при токе 5*а* и почти секундной общей экспозиции, приведен на рис. 4. На снимках интервалы времени между дискретными экспозициями увеличиваются слева направо. Из рассмотрения снимков можно видеть, что катодное пятно оставляет на пленке довольно запутанный след, проследить который возможно по непрерывному полутеневому изображению. Но и при этом условии указанная задача оказывается выполнимой лишь при достаточно малых общих экспозициях и далеко не на всех участках снимка. На приведенных снимках дискретные экспозиции отмечены яркими точками. Интервалы между точками возрастают по мере увеличения интервала между экспозициями. Для определения средних значений квадрата отклонения пятна $\overline{\rho^2}$ при каждом избранном интервале между экспозициями требовалось взять около 100 отсчетов расстояний между соседними дискретными изображениями пятна, для чего обычно оказывалось недостаточным одного снимка. Выведенные на основании таких измерений средние значения должны быть в большинстве случаев преувеличенными. Причина здесь в том, что из наблюдений сознательно отбрасывались наиболее запутанные участки трассы пятна, на которых по необходимости интервалы между соседними изображениями пятна должны быть в среднем несколько меньшими. На использовавшихся для наблюдений более простых участках трассы в ряде случаев на беспорядочное движение пятна накладывалось его направленное перемещение, обусловленное временно́й асимметрией разряда. Такого рода отклонения от чистослучайного типа движения пятна отчетливо обнаруживаются на рис. 5, выполненном без перфорационного устройства. На рисунке имеются довольно протяженные участки с явно выраженной направленной компонентой. Последняя является результатом временны́х искривлений пути разряда и связанных с этим нарушений симметрии магнитного поля дуги относительно катодного пятна.

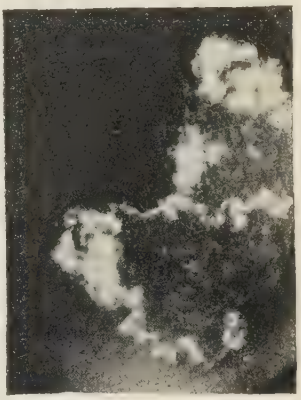


Рис. 5. Снимок трассы катодного пятна, на котором обнаруживаются участки с явно выраженной направленной компонентой движения

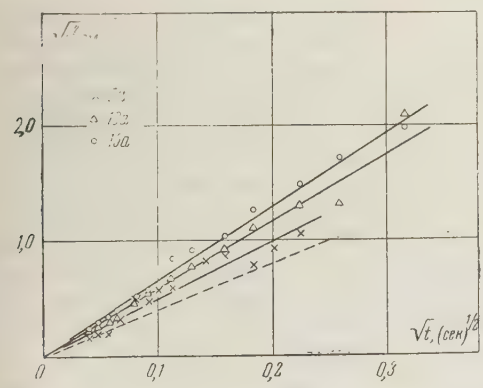


Рис. 6. Результаты количественного исследования беспорядочного перемещения катодного пятна на ртути при трех значениях тока

Результаты измерений среднего квадрата смещения пятна $\overline{\rho^2}$ от произвольной начальной точки при различных временах наблюдения t приведены на рис. 6. Чтобы представить на одном графике результаты всех выполненных измерений и уменьшить разброс экспериментальных точек,

на этом рисунке по осям координат отложены не сами интересующие нас величины $\overline{\rho^2}$ и t, а их радикалы. Для каждого из трех значений тока экспериментальные точки группируются с известным разбросом около наклонной прямой, проходящей через начало координат. Это доказывает существование линейной зависимости типа (2) между величинами $\overline{\rho^2}$ и t, а вместе с тем преимущественно беспорядочный характер движения катодного пятна. Действительно, соблюдение указанной линейной зависимости, несмотря на встречающиеся отступления от чистобеспорядочного типа движения (рис. 5), может лишь означать, что при данных временах наблюдения преобладает беспорядочная компонента перемещения пятна. Приведенные результаты хорошо согласуются в качественном и количественном отношениях с данными Шмидта [2], полученными им при помощи иного метода наблюдений при разрядном токе около 5 a и представленными для сравнения на рис. 6 пунктирной прямой. Имеющиеся небольшие расхождения между данными [2] и результатами описываемых измерений следует отнести частично за счет упоминавшегося уже источника ошибок, приводящего к переоценке значений $\overline{\rho^2}$.

На основании данных рис. 6 легко могут быть выведены общие для каждого значения тока средние величины квадрата смещения пятна, отнесенные к единице времени $\overline{\rho^2}/t$. Эти величины численно равны квадрату тангенса угла наклона соответствующей прямой и представлены в таблице.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Конечная задача настоящего исследования сводится к сравнению двух рядов чисел, помещенных в двух последних столбцах таблицы. Следует напомнить, что указанные величины произведения $f\overline{s^2}$ выведены из экспериментов по исследованию деления катодного пятна и характеризуют беспорядочное перемещение пятна, которое должно явиться результатом его деления. Что касается данных $\overline{\rho^2}/t$, то они представляют собой результаты исследования наблюдающегося в действительности хаотического движения пятна при тех же условиях опыта. Попарное сравнение тех и других чисел убеждает прежде всего в том, что они имеют один и тот же порядок величины. То обстоятельство, что числа первого из сравниваемых столбцов в целом несколько меньше чисел второго столбца, может быть отнесено за счет рассмотренных источников ошибок наблюдений. Это подтверждается, в частности, тем, что с увеличением тока и связанным с этим уменьшением роли неучтенных актов деления различие между теми и другими числами уменьшается до нескольких процентов. Практически полное в пределах возможных ошибок совпадение рассматриваемых данных приводит к однозначному выводу, что причиной наблюдающегося хаотического движения катодного пятна является его деление.

Указанный вывод не исключает того, что помимо деления пятна могут существовать иные причины беспорядочного перемещения. На снимках рис. 1 удается иногда наблюдать неожиданные смещения пятна, которые никак нельзя объяснить его делением. Сформулированный выше вывод следует понимать лишь как утверждение о доминирующей роли деления пятна в его беспорядочном перемещении при данных условиях опыта. Описанные исследования относятся к условиям нормальной дуги с однородным ртутным катодом и равновесным давлением пара около 1,2 *мк* рт. ст. Не исключено, что при резком изменении условий опыта на первый план выступит какая-либо иная причина движения, такая, как газодинамические эффекты бурного вскипания ртути в области катодного пятна. Относительно подобных условий опыта могут быть сделаны предварительные прогнозы. Как следует из данных таблицы, связанное с делением беспорядочное перемещение пятна замедляется с уменьшением тока.

Причина этого заключается главным образом в том, что с уменьшением тока резко уменьшается средний квадрат элементарного смещения пятна при одиночном акте деления ($\overline{s^2}$). Последнее является результатом уменьшения средней продолжительности совместного существования каждой пары пятен и ослабления их взаимодействия. Можно представить, что при достаточно низком значении тока перемещение пятна будет происходить преимущественно за счет газодинамических эффектов, либо прекратится совсем.

Другая возможность уменьшения влияния деления состоит в повышении плотности газовой среды в разряде путем введения в разрядное пространство посторонних газов. Должна существовать некоторая критическая плотность среды, при которой взаимное отталкивание пятен уже не будет иметь места. При таких условиях деление пятна не может оставаться доминирующей причиной его перемещения. Следует заметить, что действие деления пятна можно частично парализовать также при помощи тангенциального к катоду магнитного поля. Последнее ориентирует пятно всегда таким образом, что деление совершается в направлении, нормальном к вынужденному направленному движению. В этих условиях беспорядочные смещения пятна могут обладать только одной степенью свободы и приобретают своеобразную форму поперечных отклонений пятна от правильной траектории.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Kobel, Phys. Rev., 1930, **36**, 1636.
2. E. Schmidt, Ann. Physik, 1949, **4**, 246.
3. Л. Леб, Основные процессы электрических разрядов в газах, ГТИ, 1950.
4. И. Ф. Кесаев, Докл. АН СССР, 1957, **113**, 71.
5. И. Г. Кесаев, Радиотехника и электроника, 1959, **4**, 8, 1289.
6. K. D. Froome, Proc. Phys. Soc. B, 1949, **62**, 805.

сесоюзный электротехнический институт
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
26 IX 1959

1960 № 6

О НЕКОТОРЫХ ФАКТОРАХ, ВЛИЯЮЩИХ НА РАЗРУШЕНИЕ ВОЛЬФРАМОВЫХ АНОДОВ В СИЛЬНОТОЧНОМ РАЗРЯДЕ В КСЕНОНЕ

Р. Е. Ровинский, Ю. М. Никитенко

Изучается влияние температуры рабочего конца анода, давления наполняющего газа и эмиссионных свойств материала анода на разрушение его рабочей поверхности, возникающее в сильноточном разряде высокого давления в ксеноне при пульсациях тока. Показано, что фактор (или факторы), вызывающий разрушение, должен зависеть от температуры рабочего конца анода.

Анод из вольфрама или из торированного вольфрама в сильноточном разряде постоянного тока в ксеноне при высоких давлениях не испытывает заметных разрушений, если его размеры подобраны так, что при данной силе разрядного тока не возникает расплавления в результате перегрева. Но в случае существования пульсаций тока

$$\delta = \frac{i_{\text{макс}} - i_{\text{мин}}}{i_{\text{макс}}} 100\ \%,$$

где $i_{\text{макс}}$ и $i_{\text{мин}}$ — соответственно максимальное и минимальное значения силы тока, величина которых превышает 15—20%, на поверхности анода появляются характерные разрушения, нарастающие со временем. Известно, что при прочих равных условиях возникающие разрушения тем больше, чем больше величина пульсаций. Здесь и в дальнейшем речь идет о пульсациях, возникающих в результате двухполупериодного выпрямления тока, имеющего частоту 50 *гц*.

Величина наблюдаемого разрушения возрастает также с ростом силы тока при неизменных пульсациях. Обращает внимание известное сходство картины разрушения поверхности анода при значительных пульсациях тока с разрушением поверхности электродов, работавших в разряде при переменном токе. Как отмечалось в [1], это сходство, по-видимому, не является случайным.

Представление о характере разрушения анодов при значительных пульсациях тока дают фотографии двух одинаковых анодов из торированного вольфрама, изображенные на рис. 1. Оба анода проработали по 30 *час* при среднем токе 45 *а*. Один из них, поверхность которого практически не разрушена, работал при пульсациях, равных 9%, а второй, имеющий заметные разрушения поверхности, при 80%.

Механизм наблюдаемого разрушения связан с процессами, возникающими вследствие периодических изменений величины разрядного тока при достаточно большой амплитуде этих изменений на границе анод — разряд и на поверхности анода. В настоящей работе не предпринимается попытка выяснить этот механизм, поскольку для решения такой сложной задачи в настоящее время нет достаточных оснований.

Ниже рассматривается влияние некоторых факторов (температуры анода, эмиссионных свойств материала анода и давления наполняющего газа) на величину возникающих разрушений.

Качественные наблюдения показывают, что при одинаковых средней ле разрядного тока и величине пульсаций разрушение анода тем мень- е, чем меньше температура его рабочего конца, чем ниже работа выхо- а (точнее, входа) материала анода и чем меньше давление наполняющего

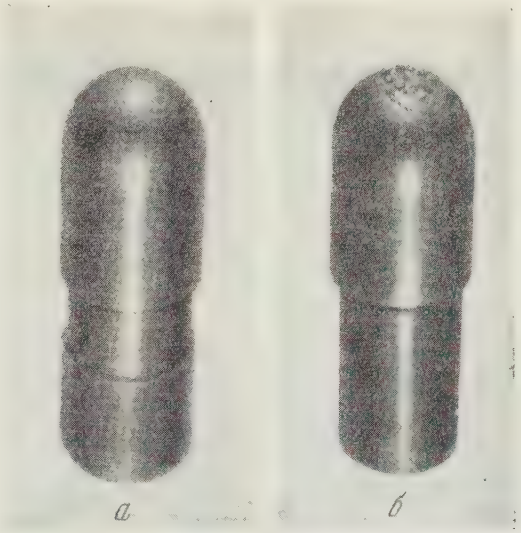


Рис. 1. Аноды после 30 *час* работы при среднем токе 45 *а*:

а — величина пульсаций тока 9%; *б* — величина пульсаций тока 80%

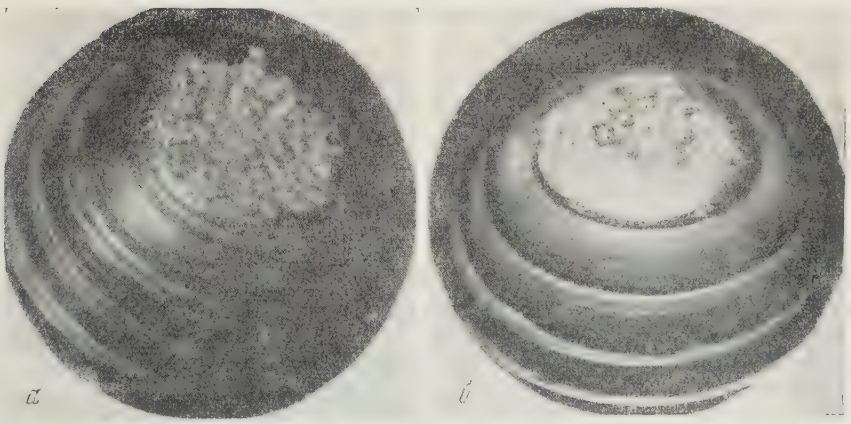


Рис. 2. Разрушение поверхности анодов после 15 *час* работы. Ток 45 *а*, рабочее давление 24 *ат*, пульсации тока 80%:

а — чистый вольфрам; *б* — торированный вольфрам (1,5% ThO_2)

за. На рис. 2 показаны фотографии поверхностей анодов одинаковых азмеров и формы, проработавших в одинаковых условиях по 15 *час* (ра- чее давление газа 24 *ат*, ток 45 *а*, пульсации 80%). Сильно разрушенная оверхность принадлежит аноду из чистого вольфрама (работа выхода = 4,54 *эв*), менее разрушенная — аноду из торированного вольфрама рки ВТ-15 ($\varphi_m = 2{,}63$ *эв*). На рис. 3 представлены фотографии аналогич- х поверхностей анодов после 50 *час* работы в тех же условиях. Разруше- е сильно возросло, но у анода из торированного вольфрама оно по-преж- му меньше, чем у анода из чистого вольфрама.

Качественное определение зависимости разрушения от давления на полняющего газа производилось сравнением поверхностей анодов, про работавших одинаковое количество часов при давлениях наполняющего газа 24; 12 и 6 *ат*, а определение зависимости разрушения от темпера туры анода производилось на анодах одинаковой формы, но разных ди

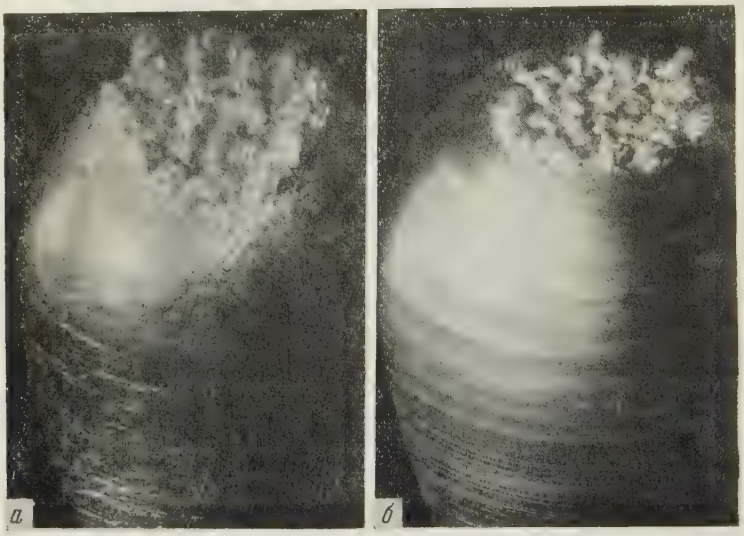


Рис. 3. Разрушение поверхности анодов после 50 *час* работы. Ток 45 *а*, рабочее давление 24 *ат*, пульсации тока 80%:
а — чистый вольфрам; *б* — торированный вольфрам

аметров (7; 9 и 12 *мм*), благодаря чему при прочих равных условия менялась температура анода.

Измерение температуры анодов и анализ уравнения баланса энерги на аноде позволяют сделать вывод, что во всех упомянутых выше случая снижение величины разрушения поверхности анода связано с соответству ющим снижением температуры. На рис. 4 построены снятые эксперимен тально кривые распределения температуры вдоль анодов из чистог вольфрама и торированного вольфрама. Измерение температуры, за исклю чением концов анодов, производилось при помощи оптического микропи рометра. На анодах делались 5—6 кольцевых неглубоких проточек с ин тервалом в 1—2 *мм*, начиная от рабочего конца анода. Проточки служил для привязывания измерений температуры к строго определенным учас кам на аноде. Наличие разряда исключает возможность прямых изме рений температуры конца анода, поэтому ее пришлось определять пр помощи экстраполяционной формулы, предложенной Бауэром для сход ного случая [2]:

$$T_{\text{макс}} = T_{\text{из}} + \frac{W_a}{4\pi\lambda r_a}\left(3 - \frac{2r_a}{r_{\text{из}}}\right),$$

Здесь $T_{\text{макс}}$ — температура конца анода; $T_{\text{из}}$ — измеренная температур вблизи конца анода; W_a — подводимая к аноду мощность; λ — коэффици ент теплопроводности вольфрама; r_a — радиус зоны, в которой к анод подводится энергия; $r_{\text{из}}$ — радиус зоны, в которой измерена темпера тура $T_{\text{из}}$.

Для анода из чистого вольфрама $\lambda_{2500°} = 1{,}27$ *вт/см·град*, $r_a = 2{,}6$ *мм*, $r_{из} = 3{,}5$ *мм*, $W_a = 535$ *вт*. Для анода из торированного вольфрама $\lambda_{2380°} = 1{,}24$ *вт/см·град*, $r_a = 2{,}5$ *мм*, $r_{из} = 3{,}3$ *мм*, $W_a = 450$ *вт*. Способ определения подводимой к аноду мощности будет рассмотрен ниже. На графике экстраполяция показана пунктиром.

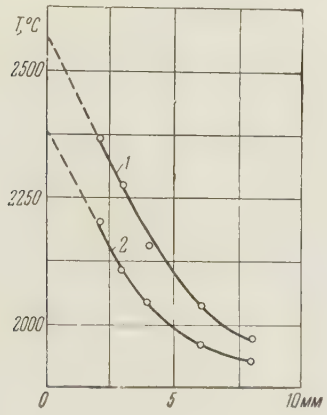


Рис. 4. Распределение температуры вдоль анодов из чистого вольфрама (*1*) и торированного вольфрама ВТ-15 (*2*). Ток 45 *а*, давление 24 *ат*

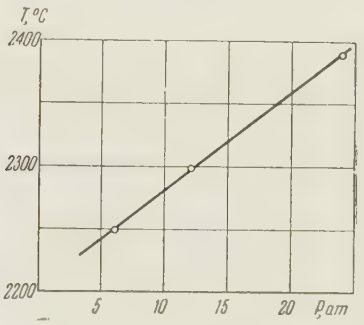


Рис. 5. Зависимость максимальной температуры анода из торированного вольфрама от давления наполняющего газа. Ток 45 *а*

На основании данных по измерению температуры анодов из торированного вольфрама при различных давлениях наполняющего газа на рис. 5 построена зависимость максимальной температуры этих анодов от рабочего давления наполняющего газа. С понижением давления температура падает, что сопровождается, как отмечалось выше, уменьшением степени разрушения поверхности анода.

Ответ на вопрос, почему с уменьшением работы выхода материала анода и с уменьшением давления наполняющего газа падает температура анода, можно получить из рассмотрения баланса энергии на аноде.

Подводимая к аноду энергия складывается из 1) энергии, передаваемой аноду попадающими на него электронами (P_A); 2) энергии, передаваемой аноду за счет теплопроводности пограничного слоя газа (L_p); 3) энергии, передаваемой аноду излучением разряда (F_p). Потери энергии расходят за счет 1) излучения F_a; 2) теплоотвода по металлу C_a; 3) теплопередачи через окружающий газ L_a. Таким образом, для стационарного состояния справедливо следующее тождество:

$$P_A + L_p + F_p = F_a + C_a + L_a. \tag{1}$$

Энергия, передаваемая аноду электронами, согласно [3] равна

$$P_A = I\,(2U_e + U_a + \varphi_m), \tag{2}$$

где I — разрядный ток; U_e — электронная температура в вольтах; U_a — анодное падение напряжения; φ_m — работа входа в вольтах.

Изменение работы входа материала отражается лишь на первом члене левой части уравнения (1). Возникающее нарушение баланса энергии должно компенсироваться соответствующим изменением членов, стоящих в правой части (1). По известной температуре анода можно подсчитать члены правой части уравнения (1), определяя потери на излучение по известной энергетической светимости вольфрама, потери на теплопроводность —

путем использования уравнения теплопроводности, а потери на теплопередачу через окружающий газ — по методике, применяемой для расчета потерь светящегося цилиндра в газовой среде [4]. Расчет показал, что потери у анода из чистого вольфрама составляют 535 *вт*, а у анода из торированного вольфрама на 85 *вт* меньше, т. е. 450 *вт*.

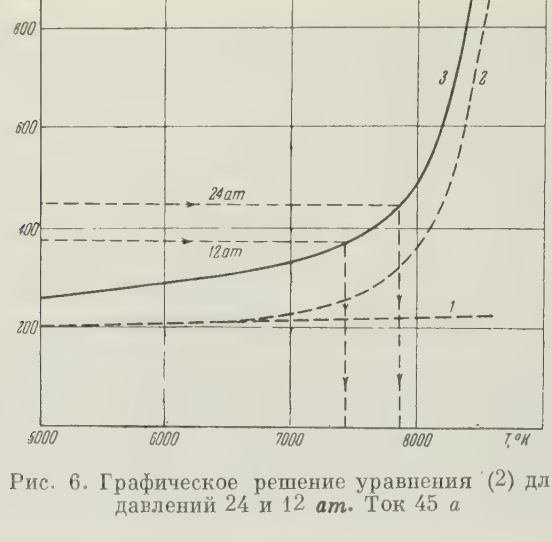


Рис. 6. Графическое решение уравнения (2) для давлений 24 и 12 *ат*. Ток 45 *а*

С другой стороны, при токе 45 *а*, работе выхода чистого вольфрама 4,54 *в* и работе выхода торированного вольфрама 2,63 *в* изменение подводимой мощности согласно (2) должно составлять

$$\Delta P_A = 45\,(4{,}54 - 2{,}63) = 86\ вт.$$

Хотя такое идеальное совпадение расчетных значений подводимой и отводимой энергий является, по-видимому, случайным, можно сделать вывод, что наблюдаемое снижение температуры анода из торированного вольфрама целиком объясняется соответствующим снижением работы выхода у этого материала по сравнению с чистым вольфрамом.

Снижение температуры анода при уменьшении давления наполняющего газа можно объяснить следующим образом. С уменьшением давления уменьшается градиент напряжения в разряде, а при неизменной силе разрядного тока это приводит к уменьшению мощности разряда и соответствующему снижению температуры последнего. Правильность этих рассуждений можно подтвердить ориентировочным расчетом температуры разряда при разных давлениях на основе методики, предлагаемой Ширмером [5]. При этом необходимо знать яркость разряда, а так как яркость связана с мощностью разряда [6], то тем самым устанавливается связь последней с температурой разряда. При рабочем давлении 24 *ат*, длине дуги 3,3 *мм* и токе 45 *а* мощность разряда равнялась 400 *вт*, а яркость 22 *ксб* в центре дуги. При рабочем давлении 12 *ат*, тех же длине дуги и токе — соответственно 235 *вт* и 13 *ксб*. Исходя из этих данных, давлению в 24 *ат* соответствует температура столба разряда, равная 8100°К, и давлению 12 *ат* соответствует 7800°К. Снижение температуры разряда в результате уменьшения давления с 24 до 12 *ат* составляет 300°.

Но при известной температуре анода оценить температуру разряда можно и на основе уравнения (1). Результаты такой оценки представлены на рис. 6. Кривая *1* представляет зависимость P_A от температуры разряда

При токе 45 *а*, $U_a = 1$ *в* [7], $\varphi_m = 2{,}63$ *в*

$$P_A = 7{,}75 \cdot 10^{-3} T + 175 \ (вт).$$

Кривая *2* учитывает дополнительный нагрев анода излучением разряда

$$F_p = \alpha \bar{\varkappa} l S \sigma T^4,$$

где α — коэффициент поглощения вольфрама, равный 0,32 при температуре анода порядка 2650°К; $\bar{\varkappa}$ — коэффициент поглощения ксенонового разряда, который можно рассчитать по формуле Крамерса согласно данным, приводимым Ширмером [5]; l — длина разряда; $S = 0{,}245$ *см*^{2} — поверхность анода, на которую падает излучение разряда; $\sigma = 5{,}662 \cdot 10^{-12}$ *вт/см*$^2 \cdot$ *град*^{4} — постоянная Стефана — Больцмана. Кривая *3* изображает зависимость общей энергии, поступающей на анод, от температуры разряда. Кроме первых двух членов левой части уравнения (1) сюда входит член, учитывающий теплопередачу из разряда на анод через пограничный темный слой газа, толщина которого оценивается порядком десятых долей миллиметра. Прямые линии, параллельные оси T, являются результатом вычисления правой части уравнения (1) с использованием измеренных значений температур анодов для случаев, когда рабочее давление газа составляет 24 и 12 *ат*. Их пересечения с кривой *3* определяют температуру разряда для каждого из этих случаев. Ожидаемое снижение температуры разряда в результате снижения давления составляет примерно 400°, что удовлетворительно совпадает с величиной снижения температуры, найденной другим независимым методом. Это позволяет считать, что снижение температуры анода при уменьшении давления газа действительно происходит в результате снижения мощности разряда.

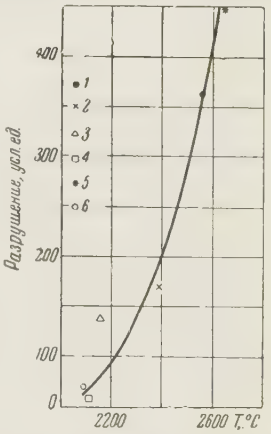


Рис. 7. Зависимость величины разрушения поверхности анодов от температуры:

1 — анод из ВЧ, давление 24 *ат*, диаметр 9 *мм*; *2* — анод из ВТ-15, давление 24 *ат*, диаметр 9 *мм*; *3* — анод из ВТ-15, давление 12 *ат*, диаметр 9 *мм*; *4* — анод из ВТ-15, давление 6 *ат*, диаметр 9 *мм*; *5* — анод из ВТ-15, давление 24 *ат*, диаметр 7 *мм*; *6* — анод из ВТ-15, давление 24 *ат*, диаметр 12 *мм*

Если за меру разрушения условно принять величину, равную произведению разрушенной поверхности анода на количество каплеподобных образований, возникших на этой поверхности (эта величина дает правильное представление о масштабе наблюдаемого разрушения), и для всех рассмотренных случаев построить соответствующие точки на графике разрушение — температура, как это сделано на рис. 7, то эти точки образуют последовательность, легко соединяемую плавной кривой. Поскольку изменение температуры анода вызывалось совершенно различными причинами, то этот факт можно оценить как подтверждение наличия зависимости разрушения от температуры.

С другой стороны, поскольку аноды, работающие при таких же и более высоких температурах в условиях отсутствия или малой величины пульсаций тока, не подвергаются разрушению, приходится сделать вывод, что сама по себе температура, если она не вызывает расплавления анода, не может быть первопричиной наблюдаемого разрушения анода. Такое разрушение связано с периодическими изменениями величины разрядного тока и теми явлениями, которые в результате этого могут возникнуть. Обнаруженная в данной работе связь разрушения с температурой позво-

ляет предполагать, что фактор, вызывающий разрушение, в свою очередь зависит от температуры поверхности анода.

Ранее высказывалось предположение [1], что одним из таких факторов могут быть температурные колебания, возникающие на поверхности анода вслед за изменениями величины разрядного тока. Грубая оценка возможной амплитуды таких колебаний, проведенная путем расчета скорости остывания поверхности анода с учетом теплоотвода и излучения анода, дала величину порядка 50°. Возможно, что расчет, не учитывающий особого состояния самой рабочей поверхности анода и окружающей газовой среды, дает заниженную оценку амплитуды температурных колебаний.

На основании изложенного можно сделать следующее заключение.

1. Изменения работы выхода материала анода и давления наполняющего газа при прочих равных условиях вызывают соответствующие изменения температуры анода, как это было подтверждено анализом уравнения баланса энергии на аноде и прямыми измерениями температуры анода. Наблюдаемая зависимость разрушения анода от работы выхода материала и давления наполняющего газа определяется этим изменением температуры.

2. При объяснении процесса разрушения анода при наличии пульсаций тока следует иметь в виду, что фактор (или факторы), вызывающий это разрушение, должен зависеть, кроме величины пульсаций и силы разрядного тока, от температуры рабочего конца анода.

Авторы выражают благодарность Л. А. Серовой за помощь при подготовке экспериментальной части работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Е. Ровинский, М. В. Самойленко, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 6, 1018.
2. A. Bauer, Z. Phys., 1954, **138**, 35.
3. В. Л. Грановский, Электрический ток в газе, I, ГИТТЛ, 1952.
4. А. П. Иванов, Электрические источники света, ГЭИ, 1955.
5. H. Schirmer, Z. Phys., 1953, **136**, 87.
6. Р. Е. Ровинский, Светотехника, 1958, 8, 5.
7. A. Bauer, P. Schulz, Z. Phys., 1954, **139**, 197.

Поступила в редакцию
14 IV 1959

РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА

1960 № 6.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К ВОПРОСУ О ВОЗБУЖДЕНИИ КОЛЕБАНИЙ В МАЛОЙ ГИРОТРОПНОЙ СФЕРЕ

Сюй Янь-шэн

В статьях [1, 2] рассмотрена задача о возбуждении электромагнитных колебаний малой гиротропной (ферритовой) сферы и получены формулы для определения амплитуды колебаний в феррите и амплитуды отраженной от него волны (формулы (14) в [1]). При выводе этих формул сделаны приближения, в частности положено

$$h_n^{(2)}(k_0 r) \simeq -in_n(k_0 r) \simeq \frac{i \cdot 1 \cdot 3 \cdot 5 \ldots (2n-1)}{(k_0 r)^{n+1}} \quad \text{при } k_0 r \ll 1.$$

Это допустимо для случаев, когда полуширина резонансной линии феррита ΔH не очень мала. Однако при значениях ΔH, стремящихся к нулю (этот случай представляет интерес для теории параметрического усилителя на ферритах), нужно использовать полное выражение для $h_n^{(2)}(k_0 r)$, учитывая и $j_n(k_0 r)$, иначе вычисленная амплитуда отраженной волны $C_{n,\pm m}$ будет стремиться к бесконечности. Если обозначить потенциалы Дебая падающей и отраженной волн через

$$v_i = j_n(k_0 r)\, P_n^m(\cos\theta)\, e^{\pm im\varphi},$$

$$v^s = C_{n,\pm m} h_n^{(2)}(k_0 r)\, P_n^m(\cos\theta)\, e^{\pm im\varphi},$$

то при учете $j_n(k_0 r)$ получим

$$C_{n,\pm m} = \frac{-[q_{n,\pm m}(k_0 a)\, j_{n-1}(k_0 a) - n(q_{n,\pm m} + n + 1)\, j_n(k_0 a)]}{q_{n,\pm m}(k_0 a)\, h_{n-1}^{(2)}(k_0 a) - n(q_{n,\pm m} + n + 1)\, h_n^{(2)}(k_0 a)}. \qquad (1)$$

Здесь a — радиус сферы;

$$q_{n,\pm m} = \pm mk + \sqrt{\frac{\mu}{\mu - 1}}\, \frac{P_n^{m'}\left(\sqrt{\frac{\mu}{\mu-1}}\right)}{P_n^m\left(\sqrt{\frac{\mu}{\mu-1}}\right)};$$

$$\mu = 1 + \frac{\Omega_H}{\Omega_H^2 - \Omega^2}; \quad k = \frac{-\Omega}{\Omega_H^2 - \Omega^2};$$

$$\Omega_H = \frac{H_i}{4\pi M_0}; \quad \Omega = \frac{\omega}{4\pi |\gamma| M_0};$$

H_i — напряженность постоянного магнитного поля внутри феррита; M_0 — намагниченность насыщения феррита; $\gamma = e/mc$ — гиромагнитное отношение; ω — круговая частота колебаний. Штрих означает дифференцирование по аргументу. При учете потерь в феррите, характеризуемых полушириной резонансной линии ΔH, $q_{n,\pm m}$ есть комплексная величина.

Амплитуда потенциала на поверхности сферы будет иметь вид

$$A_{n,\pm m} = \frac{-in(n+1)}{(k_0 a)\,[q_{n,\pm m}(k_0 a)\, h_{n-1}^{(2)}(k_0 a) - n(q_{n,\pm m} + n + 1)\, h_n^{(2)}(k_0 a)]}.$$

При ΔH, стремящемся к нулю, $q_{n,\pm m}$ становится чисто вещественным. В этом слу-

час при ферромагнитном резонансе мнимая часть знаменателя превращается в нуль * и $C_{n,\pm m}$ стремится к —1, т. е. энергия падающей на сферу волны $h_n^{(1)}(k_0 r)$ полностью отражается. Амплитуда потенциала $A_{n,\pm m}$ будет также конечной и иметь вид

$$A_{n,\pm m} = \frac{in(n+1)}{q_{n,\pm m}} n_n(k_0 a).$$

Предел применимости уравнений (14) в [1] определяется условием

$$|\vartheta_m(q_{n,\pm m})| > \frac{n+1}{n}(k_0 a)^{2n+1}[1\cdot 3\cdot 5\ldots(2n-1)]^2.$$

Это условие выполняется для имеющихся марок ферритов (ΔH — порядка нескольких эрстед при $k_0 a \simeq 0{,}1$).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Пистолькорс, Сюй Янь-шэн, Радиотехника и электроника 1960, 5, 1, 3.
2. Сюй Янь-шэн, Радиотехника и электроника, 1960, 5, 1, 15.

Поступило в редакцию
18 I 1960

К ВОПРОСУ ОБ ИНДУКТИВНОМ ХАРАКТЕРЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ДИОДОВ С $p-n$-ПЕРЕХОДОМ В ПРОПУСКНОМ НАПРАВЛЕНИИ ПРИ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЯХ ТОКА

Л. И. Баранов

Экспериментальные исследования ряда авторов [1—5] показали, что при больших плотностях тока в пропускном направлении сопротивление диода с p — n-переходом имеет индуктивный характер. В импульсном режиме индуктивность проявляется в том, что при скачкообразном изменении тока наблюдается пик напряжения (рис. 1). Величина пика и длительность переходного процесса зависят от длины полупроводника, т. е. от расстояния L_0 между p — n-переходом и невыпрямляющим электродом. Причиной данной инерционности диодов, по мнению указанных выше авторов, является изменение проводимости толщи полупроводника, обусловленное изменением концентрации введенных носителей. В настоящем сообщении этот вопрос обсуждается теоретически.

Рассмотрим резкий несимметричный p — n-переход и примем, что концентрация дырок в p-области значительно больше концентрации электронов в n-области. В этом случае можно считать, что через p — n-переход протекает только дырочный ток, т. е. коэффициент инжекции можно принять равным единице. Поведение носителей в n-области такого диода описывается следующими уравнениями:

$$I_p = q\mu_p(p+p_n)E - qD_p\frac{\partial p}{\partial x}, \tag{1}$$

$$I_n = q\mu_n(n+n_n)E + qD_n\frac{\partial n}{\partial x}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau} - \frac{1}{q}\frac{\partial}{\partial x}I_p. \tag{3}$$

* Из выражения (1) следует более строгое условие для резонанса:

$$\mathrm{Re}\,[q_{n,\pm m}+n+1] = \frac{\mathrm{Re}\,[q_{n,\pm m}(k_0 a)\,n_{n-1}(k_0 a)]}{n n_n(k_0 a)}.$$

Практически оно мало отличается от обычно принимаемого $\mathrm{Re}\,[q_{n,\pm m}+n+1]=0$, особенно для высоких индексов n.

Здесь I_p и I_n — плотности дырочного и электронного токов; p_n и n_n — равновесные концентрации дырок и электронов в n-области; p и n — отклонения концентраций от равновесных; q — элементарный заряд; μ_p и μ_n — подвижности дырок и электронов; D_p и D_n — коэффициенты диффузии дырок и электронов; $D_p = \frac{kT}{q}\mu_p$; $D_n = \frac{kT}{q}\mu_n$; τ — время жизни неосновных носителей, которое принимается не зависящим от уровня инжекции; E — напряженность электрического поля; координата x отсчитывается от p — n-перехода в глубь n-области.

Если считать, что выполняется условие электрической нейтральности $p = n$, то из (1) — (3) будем иметь

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau} - \frac{Ib\,(n_n - p_n)}{q\,[(b+1)\,p + bn_n + p_n]^2}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{(D_n - D_p)\,b\,(n_n - p_n)}{[(b+1)\,p + bn_n + p_n]^2}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)^2 + D_p\frac{b\,(2p + n_n + p_n)}{(b+1)\,p + bn_n + p_n}\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \tag{4}$$

$$I = qD_p\left[\frac{p\,(0,\,t) + p_n}{p\,(0,\,t) + n_n} + 1\right]\left(\frac{\partial p\,(x,\,t)}{\partial x}\right)_0, \tag{5}$$

$$E\,(x,\,t) = \frac{I}{q\mu_p\,[(b+1)\,p\,(x,\,t) + bn_n + p_n]} - \frac{D_p\,(b-1)}{\mu_p\,[(b+1)\,p\,(x,\,t) + bn_n + p_n]}\frac{\partial p\,(x,\,t)}{\partial x}, \tag{6}$$

где $I = I_p + I_n$ — плотность полного тока, $b = \mu_n'' / \mu_p$.

Если $p \ll n_n$, то (4) переходит в известное уравнение Шокли, I определяется только диффузионным током, а E исчезает. В. И. Стафеев [6] обратил внимание на то, что и при больших плотностях введенных носителей, когда $p \gg n_n$, второй и третий члены в правой части уравнения (4) также представляют небольшую поправку и ими можно пренебречь. Уравнения (4) и (5) при этом принимают вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p}{\tau} + \frac{L^2}{\tau}\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \tag{7}$$

$$I = -2qD_p\left(\frac{\partial p\,(x,\,t)}{\partial x}\right)_0. \tag{8}$$

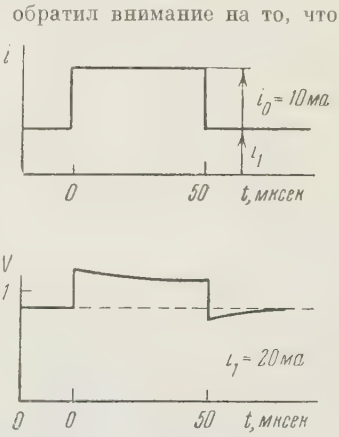


Рис. 1

Уравнение (7) отличается от уравнения Шокли только тем, что в него вместо длины диффузионного смещения входит величина $L = \sqrt{D_p\tau\frac{2b}{b+1}}$. Так как для германия и кремния $b \simeq 2$, то L незначительно отличается от длины диффузионного смещения. Поэтому решение уравнения (7) приближенно определяет распределение введенных носителей как в области, где $p \gg n_n$, так и в области, где $p \ll n_n$. Определив из (7) p и подставляя в (8) и (6), можно вычислить падение потенциала на диоде $V = V_к + \int_0^{L_0} E dx$, где $V_к$ — падение потенциала на p — n-переходе, которое при условии, что справедливо распределение Больцмана, находится из выражения $p\,(0,\,t) + p_n = p_n e^{qV_к/kT}$. Для стационарного состояния эта задача решена В. И. Стафеевым [6], принявшим второй контакт чистоомическим, т. е. контактом с бесконечной скоростью рекомбинации, так что $p = 0$ при $x = L_0$. Легко видеть, что стационарное распределение введенных носителей при этом условии определяется формулой $p\,(x) = p_0\frac{\operatorname{sh}\frac{L_0 - x}{L}}{\operatorname{sh}\frac{L_0}{L}}$, где p_0 — значение плотности на границе p — n-переход — n-область ($x = 0$). При этом ток $I = qp_0\frac{2D_p}{L}\operatorname{cth}\frac{L_0}{L}$.

Определим теперь $p(x, t)$ при условии, что ток скачком меняется от $I_1 = qp_{01} \times \times \frac{2D_p}{L} \operatorname{cth} \frac{L_0}{L}$ до $I_2 = qp_{02} \frac{2D_p}{L} \operatorname{cth} \frac{L_0}{L}$. Для этого необходимо решить уравнение (7) для случая, когда граничные условия имеют вид $\frac{\partial p(x, t)}{\partial x} = -\frac{p_{02}}{L} \operatorname{cth} \frac{L_0}{L}$ при $x = 0$ и $p = 0$ при $x = L_0$, а начальное распределение задается формулой $p(x, 0) = p_{01} \times \times \frac{\operatorname{sh} \frac{L_0 - x}{L}}{\operatorname{sh} \frac{L_0}{L}}$. Здесь так же, как и в работе В. И. Стафеева, $p_0 \gg n_n$, а $p_{L_0} = 0$. Таким образом, в некоторой области значений x $p \simeq n_n$, и для этой области решение уравнения (7) будет отличаться от решения уравнения (4). Однако ввиду того, что эта область мала по сравнению с L_0, погрешность в определении p не может заметно сказаться на величине интеграла $\int_0^{L_0} E dx$, а следовательно, и величине напряжения на диоде.

Решая (7), получим

$$p(x, t) = p_{02} \frac{\operatorname{sh} \frac{L_0 - x}{L}}{\operatorname{sh} \frac{L_0}{L}} - (p_{02} - p_{01}) 2 \frac{L}{L_0} \operatorname{cth} \frac{L_0}{L} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{-\left\{\left[\frac{(2n+1)\pi}{2}\left(\frac{L}{L_0}\right)\right]^2 + 1\right\} \frac{t}{\tau}}}{\left[\frac{(2n+1)\pi}{2}\left(\frac{L}{L_0}\right)\right]^2 + 1} \cos \frac{(2n+1)\pi}{2L_0} x. \tag{9}$$

Напряжение на диоде $V = \frac{kT}{q} \ln \frac{p(0, t) + p_n}{p_n} + \int_0^{L_0} E(x, t) dx$ на основании (6), (8) и (9) определится формулой

$$\frac{V}{kT/q} = \ln \frac{p(0, t) + p_n}{p_n} + \\ + 2 \frac{p_{02}}{p_{01}} \frac{L_0}{L} \operatorname{cth} \frac{L_0}{L} \int_0^1 \frac{dz}{(b+1)\left\{\frac{p_{02}}{p_{01}} \frac{\operatorname{sh}\left[\frac{L_0}{L}(1-z)\right]}{\operatorname{sh} \frac{L_0}{L}} - \frac{\delta p(z, t)}{p_{01}}\right\} + b \frac{n_n}{p_{01}} + \frac{p_n}{p_{01}}} + \\ + \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{(b+1) p(0, t) + b n_n + p_n}{b n_n + p_n} \tag{10}$$

где через $\delta p(z, t)$ обозначен второй член в (9), а $z = x / L_0$. Из формул (9) и (10) видно, что заметная инерционность имеет место при $L_0 / L > 1$ и она тем больше, чем больше L_0 / L. При этом инерционность индуктивного характера определяется вторым слагаемым в (10), т. е. связана с изменением проводимости толщи полупроводника. Это слагаемое играет в (10) доминирующую роль при больших L_0 / L. Таким образом, по формуле (10) величина пика и длительность спада напряжения до стационарного значения растут с увеличением L_0 / L, что соответствует данным эксперимента.

На рис. 2 представлена зависимость $\frac{V}{kT/q}$ от t / τ, определяемая формулой (10), для различных значений L_0 / L. Пунктирные линии рис. 2 соответствуют стационарным значениям V. Расчет выполнен для случая, когда $n_n = 10^{15}$, $\frac{I_1}{2qD_p / L} = 13{,}13 n_n$, $\frac{I_2}{I_1} = \frac{p_{02}}{p_{01}} = 1{,}5$. Интеграл вычислялся приближенно. Рис. 2 иллюстрирует заключение, сделанное выше из рассмотрения формул (9) и (10).

Выше указывалось, что если $p \ll n_n$, то E исчезает и $V = V_к$. В этом случае инерционность носит емкостный характер, что легко видеть из выражения для $V_к$. Таким образом, границу между областями емкостного и индуктивного характеров поведения диода можно определить условием $p_0 = n_n$, что соответствует $V_{к\,гр} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n^2 + n_i^2}{n_i^2}$, где $n_i^2 = n_n p_n = 6{,}25 \cdot 10^{26}$. В [3] в качестве границы между областями дается напряжение $V_{гр} \simeq 0{,}25$ в.

Проведенный выше расчет может быть распространен и на случай, когда $p_{02} \gg n_n$, а $p_{01} \ll n_n$ (в частности, если $p_{01} = 0$, то это соответствует переключению диода из закрытого состояния в проводящее). В данном случае в формуле, определяющей I_1, должен отсутствовать множитель 2, а $V_1 = V_к$. При мгновенном изменении тока до значения I_2 возрастает скачком и напряжение на диоде за счет появления поля E в толще полупроводника. Затем зависимость напряжения от времени может быть определена по формуле (10) с $p(x, t)$, взятой из (9), ибо уже при малых t $p(0, t) \gg n_n$. Характер изменения V со временем будет таким же, как и на рис. 2.

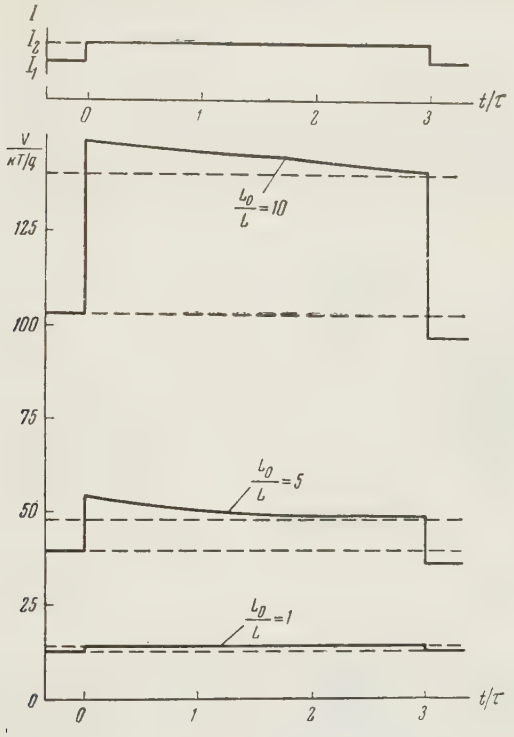


Рис. 2

При мгновенном уменьшении тока от I_2 до I_1 напряжение на диоде вследствие исчезновения поля E в толще полупроводника также мгновенно упадет от V_2 до значения, равного $\ln \frac{p_{02} + p_n}{p_n}$. Так как теперь и дальнейшее изменение напряжения на диоде будет определяться только первым членом формулы (10), то оно будет уменьшаться, а не расти, как на рис. 2. Таким образом, передний и задний фронты V отличаются друг от друга, что было обнаружено и в эксперименте при малых I_1 [2]. Этим различием переднего и заднего фронтов V отличается данный случай от случая, когда и p_{02} и $p_{01} \gg n_n$.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Einsele, Z. angew. Phys., 1952, 4, 183.
2. G. Kohn, W. Nonnenmacher, Arch. elektr. Übertrag., 1954, 8, 561.
3. G. Kohn, Arch. elektr. Übertrag., 1955, 9, 241.
4. W. Heinlein, Arch. elektr. Übertrag., 1957, 11, 387.
5. Ю. К. Барсуков, ЖТФ, 1957, 27, 2262.
6. В. И. Стафеев, ЖТФ, 1958, 28, 1631.

Саратовский государственный университет
им. Н. Г. Чернышевского

Поступило в редакцию
9 VII 1959

УПРАВЛЯЕМЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ (УНПС)

О. М. Кудрявцев, В. И. Пружинина

За последнее время в автоматике и телемеханике находят все большее распространение низковольтные нелинейные полупроводниковые сопротивления (НПС) на основе карбида кремния [1, 2, 3, 4].

Одним из интересных вопросов по дальнейшему развитию и применению НПС является вопрос об управляемых НПС (УНПС) при помощи поперечного электрического поля.

Число рационально решаемых задач при помощи НПС можно значительно расширить при применении управляемых многоэлектродных НПС.

Используя принцип управления параметрами НПС при помощи поперечного электрического поля, можно создать целый ряд функционально-преобразовательных схем, которые будут отличаться простотой, надежностью и стабильностью в работе, а также малой стоимостью. К ним можно отнести, например, фазовые дискриминаторы; модуляторы; стабилизаторы напряжения; корректирующие цепи с переменными параметрами; управляемые делители напряжения; множительные и делительные устройства; автоматические регуляторы усиления; регулировку частоты генерации и целый ряд других.

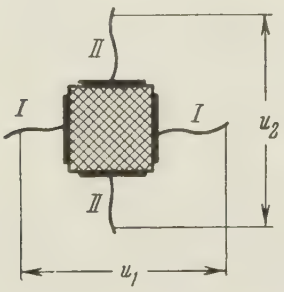


Рис. 1

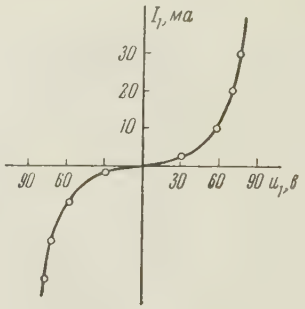


Рис. 2

Работы с управляемыми НПС велись авторами с 1957 г.

Одним из первых функциональных устройств, выполненных на управляемом НПС, был модулятор [5].

Ряд устройств из вышеперечисленных также был подвергнут лабораторным испытаниям и дал положительные результаты.

Рассмотрим принцип работы управляемого НПС и некоторые экспериментальные данные, полученные на целом ряде образцов.

Благодаря поликристаллической структуре изменение проводимости материала НПС наблюдается не только в плоскости приложения электрического поля, но и в любом другом направлении. Эти свойства относительно стабильны в широком интервале температур (—60÷150° С) и частоты (до 15—20 *кгц*). Максимальное значение частоты переменного напряжения зависит от применения НПС.

Принципиальная схема управляемого НПС приведена на рис. 1. К электродам в плоскости *I—I* прикладывается управляющее напряжение u_1, а к электродам в плоскости *II—II* — управляемое напряжение u_2. Объемная проводимость НПС зависит как от напряжения u_1, так и от напряжения u_2.

Для более эффективного изменения объемной проводимости в зависимости от управляющего напряжения необходимо, чтобы градиент электрического управляющего поля был значительно больше градиента электрического управляемого поля.

Вольтамперная характеристика в плоскости электродов *I—I* и характер изменения сопротивления в плоскости *II—II* в зависимости от приложенного напряжения в плоскости *I—I* при $E_1 \gg E_2$ представлены соответственно на рис. 2 и 3.

Измерение сопротивления в плоскости электродов *II—II* производилось по схеме, представленной на рис. 4. Напряжение u_2 оставалось постоянным в процессе изменения управляющего напряжения u_1, т. е. выдерживалось условие $E_1 \gg E_2$. Результаты измерения одного из образцов ($u_2 = 1$ *в* = const) приведены в таблице.

Кратность изменения сопротивления в плоскости электродов *II—II* в зависимости от изменения управляющего напряжения u_1 достигает двух порядков (300—400), что видно из таблицы. Абсолютные значения $R_{макс}$ и $R_{мин}$ зависят от материала НПС, технологии его изготовления и геометрических размеров.

Таблица

u_1, *в*	0	5	10	15	20	30	40	50	60	70	80
I_2, *ма*	0,11	0,16	0,31	0,59	1,0	2,9	7,6	14	25	42	68
$R = \frac{u_2}{I_2}$, *Мом*	9,1	6,25	3,23	1,7	1,0	0,345	0,132	0,071	0,04	0,024	0,0147

Изменение объемной проводимости по мере увеличения или уменьшения управляющего напряжения происходит практически мгновенно (за время, меньшее $50 \cdot 10^{-6}$ *сек*).

Таким образом, можно сказать, что объемное сопротивление НПС является функцией двух взаимноперпендикулярных электрических полей, приложенных к элементу:

$$\rho = f\,|(u_1) + (u_2)|\,.$$

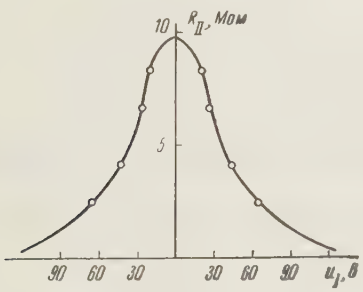


Рис. 3

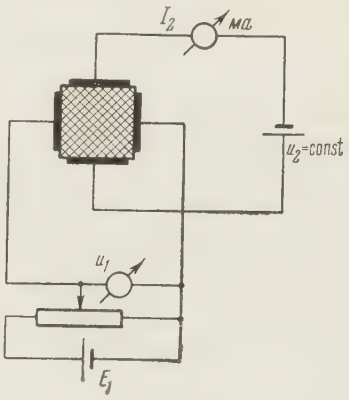


Рис. 4

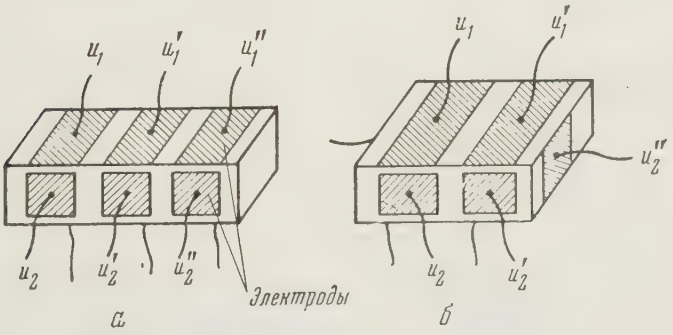


Рис. 5

Конструктивно НПС могут быть выполнены самой разнообразной формы и размеров, в зависимости от назначения. Надо отметить, что управляемые НПС можно выполнять не только четырехэлектродными, но и с бо́льшим количеством электродов, которые располагаются в двух взаимноперпендикулярных плоскостях (рис. 5, *а*). Кроме того, управление объемной проводимостью НПС может быть осуществлено при расположении электродов в трех взаимноперпендикулярных плоскостях. В этом случае управляющие напряжения прикладываются в двух взаимноперпендикулярных плоскостях (рис. 5, *б*).

Можно надеяться, что функциональные устройства с использованием управляемых нелинейных полупроводниковых сопротивлений найдут практическое применение при решении ряда актуальных задач в автоматике и телемеханике.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Пружинина, Т. К. Иванова, Л. В. Яманова, Материалы научно-технического совещания. Применение полупроводников в электротехнике, Л., 1958, стр. 65.
2. М. А. Розенблат, Автоматика и телемеханика, 1954, **15**, 4, 336.

3. В. В. Пасынков, Полупроводники в науке и технике, Изд. АН СССР, 1957, I.
4. Electrotechniky óbzor, Praha, 1958, 47, 3, 60.
5. О. М. Кудрявцев, Статический модулятор на управляемом НПС, Авторск. свидетельство № 127590 от 6 IV 1958 г.

Поступило в редакцию
18 XII 1960

ОЦЕНКА РОЛИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ТЕОРИИ ЛОВ КОМПФНЕРА

В. Н. Шевчик, Л. Д. Покровский

Среди опубликованных работ по линейной теории лампы обратной волны особое место занимает анализ, построенный Компфнером [1,2]. Основанный на методе последовательных приближений, он отличается значительной простотой в сравнении с другими теориями [3, 4]. Однако теория ЛОВ Компфнера не принимает во внимание пространственный заряд электронного пучка, который во многих практических случаях может играть существенную роль. Отмеченное в последнее время соответствие между указанной теорией и анализом ЛОВ методом заданного поля [5] позволяет, используя соотношения метода заданного поля [6], дать оценку роли пространственного заряда в теории Компфнера.

Как показано в [6], значение тока, сгруппированного в поле «первичной волны» постоянной амплитуды, с учетом влияния пространственного заряда дается соотношением

$$I(x,\ t) = I_0 \left\{ 1 - j\,\frac{\mu}{\rho}\left[\frac{e^{j\Phi_0}}{1-\sigma^2} - \frac{e^{j\sigma\Phi_0}}{2\sigma(1-\sigma)} + \frac{e^{-j\sigma\Phi_0}}{2\sigma(1+\sigma)} \right] e^{j\omega t_1} \right\}.$$

Здесь I_0 — постоянный ток луча; $\rho = 1 - \frac{v_0}{v_\Phi}$; $v_0 = \sqrt{2\frac{e}{m}V_0}$ — скорость электронного пучка; v_Φ — фазовая скорость волны; $\mu = E_1 x / 2V_0\Phi_0$ — малый параметр; E_1 — амплитуда поля первичной волны; x — длина пространства взаимодействия; $\Phi_0 = \left|\frac{\omega x}{v_0} - \frac{\omega x}{v_\Phi}\right|$ — относительный угол пролета; $\sigma = \Theta_p / \Phi_0$; $\Theta_p = \omega_p x / v_0$; ω_p — плазменная частота.

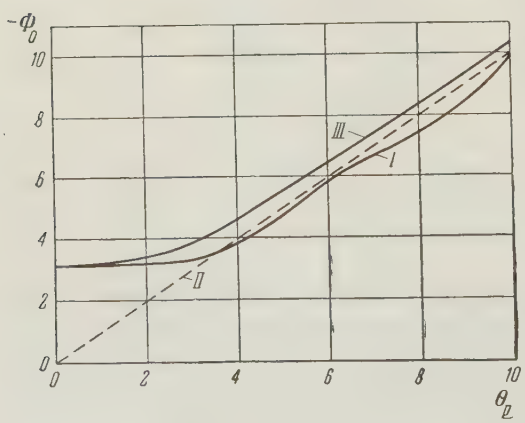


Рис. 1

I — кривая, построенная по (10); *II* — асимптотическая кривая Хеффнера; *III* — кривая, рассчитатанная Хеффнером

Элемент напряжения, наводимого сгруппированным током в линии с характеристическим сопротивлением z_0, определяем как

$$dV_н = i_н z_0,$$

где

$$i_н = -\frac{\partial}{\partial t}(dq),$$

$$dq = I(x,\ t)\,dt = I(x,\ t)\,\frac{dx}{v_0}.$$

Интересующая нас при данном рассмотрении половина элементарного напряжения, распространяющаяся в сторону электронной пушки ($x = 0$), равна

$$dV = \frac{dV_н}{2} = -\frac{z_0 dx}{2v_0}\,\frac{\partial}{\partial t}\,I(x,\ t).$$

При суммировании элементарных напряжений, наведенных на участке линии от $x_1 = 0$ до $x_1 = x$, необходимо учитывать сдвиг их фаз по электромагнитной волне $\omega \frac{x - x_1}{v_\Phi}$; тогда элементарное напряжение в x_1 определится таким образом.

$$dV_{x_1} = -\frac{z_0 I_0 \mu\omega}{2v_0 \rho}\left[\frac{e^{j\Phi_0}}{1-\sigma^2} - \frac{e^{j\sigma\Phi_0}}{2\sigma(1-\sigma)} + \frac{e^{-j\sigma\Phi_0}}{2\sigma(1+\sigma)}\right] e^{j\omega\left(t - \frac{x_1}{v_0} - \frac{x-x_1}{v_\Phi}\right)} dx_1. \qquad (1)$$

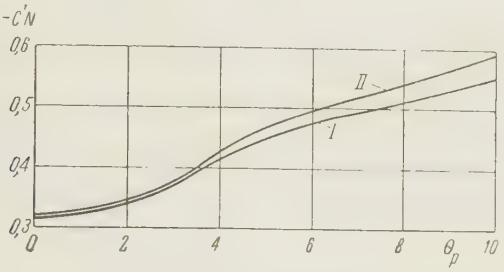


Рис. 2

I — кривая, построенная по (11); *II* — кривая, рассчитанная Хеффнером

Интегрируя (1) по x_1 в пределах от $x_1 = 0$ до $x_1 = x$, найдем «вторичное напряжение» в точке x:

$$V_2 = -j\frac{V_1}{2}(\beta c x)^3 \left(\frac{v_\Phi}{v_0}\right)^2 e^{j\left(\omega t - \beta x - \frac{\Phi_0}{2}\right)} \left(\frac{\Phi_0}{2}\right)^{-2} \times$$

$$\times \left\{\frac{1}{2}\left[-\frac{e^{-j\frac{\Phi_0}{2}}}{1-\sigma^2} + j\frac{e^{j\frac{\Phi_0}{2}}(e^{-j\Phi_0(1-\sigma)} - 1)}{2\Phi_0\sigma(1-\sigma)^2} + j\frac{e^{j\frac{\Phi_0}{2}}(1 - e^{-j\Phi_0(1+\sigma)})}{2\Phi_0\sigma(1+\sigma)^2}\right]\right\}, \qquad (2)$$

где $c^3 = I_0 z_0 / 4V_0$.

В частном случае нулевого пространственного заряда ($\sigma = 0$) после ряда преобразований (2) принимает вид

$$V_2 = -j\frac{V_1}{2}(\beta c x)^3 \left(\frac{v_\Phi}{v_0}\right)^2 e^{j\left(\omega t - \beta x - \frac{\Phi_0}{2}\right)} \left\{\frac{\sin\frac{\Phi_0}{2}}{\Phi_0/2} - \cos\frac{\Phi_0}{2}\right\} \left(\frac{\Phi_0}{2}\right)^{-2}. \qquad (3)$$

Выражение (3) совпадает с соотношением для вторичного напряжения, полученным Компфнером [2].

Используя условие возбуждения ЛОВ [2], заключающееся в обращении усиления в бесконечность, или полагая, что на конце системы

$$V_1 + V_2 | = 0$$

и обозначая $c^3 \left(\frac{v_\Phi}{v_0}\right)^2 = (c')^3$, получим

$$V_1 e^{j(\omega t - \beta x)} \left\{1 - j\frac{(\beta c' x)^3}{8\Phi_0\sigma(1-\sigma^2)^2}(\Phi_0/2)^{-2}[-2\sigma(1-\sigma^2)\Phi_0 + (1+\sigma)^2\sin(1-\sigma)\Phi_0 - \right.$$

$$\left. -(1-\sigma)^2\sin(1+\sigma)\Phi_0 + j(1+\sigma)^2(\cos(1-\sigma)\Phi_0 - 1) + (1-\sigma)^2(1-\cos(1+\sigma)\Phi_0))]\right\} = 0,$$

откуда, принимая во внимание, что $\sigma = \Theta_p / \Phi_0$ и полагая $\beta x = 2\pi N$, найдем стартовые условия для генератора обратной волны:

$$(\beta c' x)^3 F_1(\Phi_0, \Theta_p) = 0, \qquad (4)$$

$$1 + 4\pi^3 (c' N)^3 F_2(\Phi_0, \Theta_p) = 0, \qquad (5)$$

где

$$F_1(\Phi_0, \Theta_p) = \frac{2\Theta_p(\Phi_0^2 - \Theta_p^2) - (\Phi_0 + \Theta_p)^2 \sin(\Phi_0 - \Theta_p) + (\Phi_0 - \Theta_p)^2 \sin(\Phi_0 + \Theta_p)}{2\Theta_p(\Phi_0^2 - \Theta_p^2)^2};$$

$$F_2(\Phi_0, \Theta_p) = \frac{(\Phi_0 + \Theta_p)^2[1 - \cos(\Phi_0 - \Theta_p)] - (\Phi_0 - \Theta_p)^2[1 - \cos(\Phi_0 + \Theta_p)]}{\Theta_p(\Phi_0^2 - \Theta_p^2)^2}.$$

Уравнение (4) дает возможность при фиксированном параметре пространственного заряда Θ_p найти относительный угол пролета Φ_0 или генерируемую частоту, а уравнение (5) — соответствующее данной частоте значение $c'N$ или тока, при котором возможно самовозбуждение ЛОВ.

Стартовые величины Φ_0 и $c'N$ в функции параметра пространственного заряда Θ_p представлены на рис. 1 и 2. Для сравнения на этих же рисунках нанесены кривые, полученные методом самосогласованных решений Хеффнером [3]. Сопоставление данных [3] и полученных в настоящем сообщении приближенным методом Компфнера свидетельствует об удовлетворительном их соответствии.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Kompfner, Wireless Engr, 1947, 24, 255.
2. R. Kompfner, N. Williams, Proc. I. R. E., 1953, 41, 11, 1602.
3. H. Heffner, Proc. I. R. E., 1954, 42, 6, 930.
4. H. R. Johnson, Proc. I. R. E., 1955, 43, 6, 684.
5. В. Н. Шевчик, Радиотехника и электроника, 1959, 4, 1, 147.
6. В. Н. Шевчик, В. С. Стальмахов, Радиотехника и электроника, 1957, 2, 2, 230.

Поступило в редакцию
16 XI 1959

ПРИБЛИЖЕННЫЙ АНАЛИЗ РАБОТЫ ЛОВ О-ТИПА

М. Б. Цейтлин, Е. М. Ильина

При рассмотрении взаимодействия электронного потока с обратной волной в ЛОВ О-типа в приближении заданного поля обычно предполагается, что амплитуда напряженности поля вдоль линии постоянна, либо меняется по косинусоидальному закону [1, 2]. Однако, как справедливо указано в [3], в некоторых случаях такое задание формы поля может привести к значительным погрешностям при расчете основных параметров ЛОВ. В [3] форма поля представлена в виде аппроксимирующей функции, параметры которой определяются из условия соответствия потока мощности выбранному закону изменения амплитуды в двух сечениях линии. При этом решение задачи получается громоздким, параметры апроксимирующей функции определяются графически и, следовательно, теряется основное преимущество метода заданного поля по сравнению со строгой теорией [4, 5].

В [6] изложен приближенный метод расчета ЛБВ, состоящий в нахождении закона распределения амплитуды напряженности ВЧ-поля вдоль лампы из уравнения баланса активной мощности. В настоящем сообщении этот метод применен к анализу работы ЛОВ О-типа.

В случае взаимодействия электронного потока с обратной волной уравнение баланса мощности в любой точке линии может быть записано в виде

$$-\frac{1}{2}\int_z^l E(x)\, i^*(x)\, dx = \frac{E_1^2(z)}{2\beta^2 K_c}, \qquad (1)$$

где $E_1(z)$ — амплитуда напряженности поля; K_c — сопротивление связи; β — фазовая постоянная волны в системе без пучка; $i(z)$ — конвекционный ток, возбуждаемый в пучке полем $E(z)$.

Представим напряженность поля в виде

$$E(x) = E_1(x)\, e^{-j\frac{\omega}{v_\Phi}x} = E_1(x)\, e^{-j\beta_e(1+bC)x}, \tag{2}$$

где v_Φ — фазовая скорость волны в системе с пучком. Предполагается, что линия не имеет потерь. Подставляя в (1) выражение для конвекционного тока из [6] и используя (2), получаем интегральное уравнение для амплитуды $E_1(z)$:

$$-\frac{1}{\beta_q}\int_l^z E_1(x)\,dx\int_0^x E_1(t)\sin k(x-t)\sin\beta_q(x-t)\,dt = \frac{E_1^2(z)}{2m}, \tag{3}$$

где

$$k = \beta_e bC; \quad m = \beta_e\beta^2 C^3; \quad C^3 = \frac{K_c I_0}{4U_0}; \quad \beta_q = \frac{\omega_q}{v_0};$$

ω_q — частота плазменных колебаний в пучке; v_0 — скорость электронов.

Последовательным дифференцированием уравнение (3) может быть приведено к дифференциальному уравнению 5-го порядка

$$\frac{d^5E_1}{dz^5} + 2(\beta_q^2 + k^2)\frac{d^3E_1}{dz^3} + [(\beta_q^2 - k^2)^2 + 2km]\frac{dE_1}{dz} = 0$$

с граничными условиями

$$z = 0, \quad E_1(z) = E_1(0), \quad \frac{dE_1}{dz} = \frac{d^2E_1}{dz^2} = \frac{d^3E_1}{dz^3} = 0, \quad \frac{d^4E_1}{dz^4} = 2kmE_1(0).$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$E_1(z) = E_1(0)\left[1 - \frac{2km}{\mu^2(\nu^2-\mu^2)}(1-\cos\mu z) + \frac{2km}{\nu^2(\nu^2-\mu^2)}(1-\cos\nu z)\right], \tag{4}$$

где

$$\left.\begin{aligned}\mu &= \sqrt{(k^2+\beta_q^2) - \sqrt{4k^2\beta_q^2 - 2km}} = \beta_e C\sqrt{q+b^2-\sqrt{4b^2q-2b\gamma^2}},\\ \nu &= \sqrt{(k^2+\beta_q^2) + \sqrt{4k^2\beta_q^2 - 2km}} = \beta_e C\sqrt{q+b^2+\sqrt{4b^2q-2b\gamma^2}};\end{aligned}\right\} \tag{5}$$

$$q = 4QC = \frac{\beta_q^2}{\beta_e^2 C^2}, \quad \gamma = \frac{\beta}{\beta_e} = \frac{v_0}{v_\Phi} = 1 + bC \simeq 1.$$

Для нулевого пространственного заряда амплитуда напряженности поля определяется выражением

$$\frac{E_1(z)}{E_1(0)} = \frac{1}{b^3+2}\{b^3 + 2\cos(p_1CN)\operatorname{ch}(p_2CN) + b\sqrt{2b}\sin(p_1CN)\operatorname{sh}(p_2CN)\}, \tag{6}$$

где

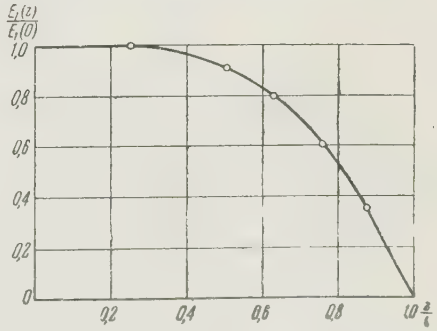
$$p_1 = \pi\sqrt{2}\sqrt{\sqrt{b^4+2b}+b^2}$$

$$p_2 = \pi\sqrt{2}\sqrt{\sqrt{b^4+2b}-b^2}.$$

Пусковое значение CN определяется из уравнения

$$E_1(l) = 0, \tag{7}$$

причем оптимальное значение b находится из условия максимальной мощности взаимодействия, которому соответствует минимальное значение CN.



В результате расчета находим

$$b_{\text{опт}} = 1{,}3, \quad (CN)_{\text{пуск}} = 0{,}313. \tag{8}$$

Из (6) и (8) получаем зависимость амплитуды поля от z для нулевого простран-

ственного заряда:

$$\frac{E_1(z)}{E_1(0)} = 0{,}238\left(2{,}2 + 2\cos 2{,}79\,\frac{z}{l}\,\mathrm{ch}\,1{,}14\,\frac{z}{l} + 2{,}1\sin 2{,}79\,\frac{z}{l}\,\mathrm{sh}\,1{,}14\,\frac{z}{l}\right). \qquad (9)$$

На рисунке представлено распределение амплитуды ВЧ-поля вдоль линии, полученное при самосогласованном решении [4]. Точками указаны результаты расчета по формуле (9). В случае большого пространственного заряда из (5) имеем

$$\mu = \beta_q - k, \quad \nu = \beta_q + k.$$

Пусковое значение CN определяется из соотношений (4) и (7), а $b_{\text{опт}}$ — из уравнения $d(CN)/db = 0$. При этом можно показать, что

$$b_{\text{опт}} = \sqrt{q}\,(1 - \delta),$$

где

$$\delta = \frac{48\,(1 - \cos 2\beta_q l - \beta_q l \sin 2\beta_q l)}{(2\beta_q l)^4 + 24\beta_q l \sin 2\beta_q l - 48\beta_q^2 l^2 \cos 2\beta_q l}.$$

Расчет показывает, что для $CN\sqrt{q} > 0{,}5$ $|\delta| \leqslant 0{,}05$. Таким образом, можно считать, что в случае большого пространственного заряда

$$b_{\text{опт}} = \sqrt{q}.$$

Подставляя это значение $b_{\text{опт}}$ в (4), находим

$$\frac{E_1(z)}{E_1(0)} = 1 - \frac{(\beta_e C z)^2}{4\sqrt{q}} + \frac{1}{8q\sqrt{q}}\,(1 - \cos 2\beta_e C\sqrt{q}\,z). \qquad (10)$$

Пренебрегая в (10) третьим слагаемым для больших значений q, получаем

$$\frac{E_1(z)}{E_1(0)} = 1 - \frac{(\beta_e C z)^2}{4\sqrt{q}} \simeq \cos\left(\frac{\beta_e C z}{\sqrt{2}\,q^{1/4}}\right).$$

Таким образом, согласно (7),

$$(CN)_{\text{пуск}} = \frac{q^{1/4}}{2\sqrt{2}} \qquad (11)$$

и, следовательно,

$$E_1(z) = E_1(0)\cos\frac{\pi z}{2l}. \qquad (12)$$

Соотношения (11) и (12) полностью совпадают с результатами, полученными в [5].

В заключение отметим, что изложенный метод позволяет приближенно учесть затухание в линии, как это было сделано в [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Шевчик, Радиотехника и электроника, 1958, 3, 6, 847.
2. А. С. Победоносцев, А. С. Тагер, Сб. Электроника, 1958, 5, 15.
3. М. Б. Голант, Сб. Электроника, 1959, 2, 3.
4. H. Heffner, Proc. I. R. E., 1954 42, 6, 930.
5. H. R. Johnson, Proc. I. R. E., 1955, 43, 6, 685.
6. М. Б. Цейтлин, Е. М. Ильина, Радиотехника и электроника, 1960, 5, 4, 700.

Поступило в редакцию
13 VI 1959

КРИТИКА И БИБЛИОГРАФИЯ

КНИГИ ПО РАДИОТЕХНИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ В 1960 г.

Планами издательств на 1960 г. предусмотрен выпуск значительного количества книг: учебников, учебных пособий, монографий, справочной и научно-популярной литературы по радиотехнике, электронике, а также смежным областям знаний.

Ниже по материалам издательств приводится информация об этих планах (указаны названия свыше 200 книг). Для большинства книг даны краткие аннотации и указаны примерные сроки их выпуска и предполагаемые тиражи.

Государственное издательство физико-математической литературы

Учебники и учебные пособия

Гапонов В. И., «Электроника» (физические основы действия электровакуумных и полупроводниковых приборов), 50 л., 35 000 экз. (II кв.).

В книге дано изложение физических процессов, происходящих в электровакуумных и полупроводниковых приборах, и вопросов технологии изготовления, инженерного расчета и анализа схем. Рассмотрены теория движения заряженных частиц в вакууме, процесс испускания электронов и ионов твердыми телами, электрические явления в газах, электронно- и ионно-лучевые приборы, фотоэлектрические приборы, электронные лампы длинноволнового диапазона, электронные лампы для сверхвысоких частот, ионные и полупроводниковые приборы.

Рассчитана на студентов университетов и втузов.

Молчанов А. П., «Курс электротехники и радиотехники», 25 л., 25 000 экз. (II кв.).

Содержит как теоретические данные, так и описание основных электротехнических и радиотехнических приборов и устройств и способов их использования.

Предназначена для студентов физических факультетов университетов.

Степаненко И. П., Эрглис К. Э., «Электронные усилители», 25 л., 20 000 экз. (III кв.).

Содержит основные физические принципы работы и основные схемы электронных усилителей, применяемые в автоматике, радиоэлектронике и экспериментальной физике.

Рассмотрены усилители с емкостной связью, импульсные и трансформаторные усилители, избирательные и функциональные усилители и усилители постоянного тока, а также методы анализа электронных схем, анализ шумов и помех в усилителях и т. д.

Предназначена для студентов втузов и университетов.

Научная литература. Монографии

Бриллюэн Л., «Наука и теория информации», перев. с англ. А. А. Харкевича, 21 л., 15 000 экз. (I кв.)*.

Дано изложение физических проблем, связанных с теорией информации и ее применениями.

Вальд А., «Последовательный анализ», перев. с англ., под ред. Б. А. Севастьянова, 17 л., 10 000 экз. (II кв.).

Монография с приложением пяти статей того же автора. Посвящена разработанному автором методу последовательного испытания статистических гипотез. Этот метод оказывается весьма эффективным в различных областях науки и техники, например при статистической обработке результатов физических экспериментов, в общей теории связи (при решении задачи обнаружения сигнала в шумах).

Гинзбург В. Л., «Распространение электромагнитных волн в плазме», 30 л., 10 000 экз. (III кв.).

В монографии рассматриваются вопросы распространения электромагнитных волн различных типов (радиоволн, плазменных волн, магнитогидродинамических волн и т. д.), освещены основные экспериментальные и теоретические результаты.

Гуревич А. Г., «Ферромагнитные полупроводники на сверхвысоких частотах», 16 л., 10 000 экз. (I кв.).

---

* Звездочка означает, что книга вышла в свет.

Обобщен экспериментальный и теоретический материал, накопленный в теории, эксперименте и применениях ферромагнитных полупроводников.

Кобринский Н. Е., Трахтенброт В. А., «Теория логических сетей», 20 л., 10 000 экз. (III кв.).

Книга посвящена изложению общих вопросов теории логических сетей с иллюстрацией ее применения для решения задач анализа и синтеза. Описываются физические элементы: электронно-ламповые, полупроводниковые и ферромагнитные, осуществляющие простейшие логические операции и являющиеся «ячейками» логической сети. Излагаются общие методы синтеза, основанные на графических и аналитических способах задания операторов. Описываются различные практические приемы синтеза.

Коллектив авторов, под ред. С. В. Вонсовского, «Ферромагнитный резонанс», 12 л., 10 000 экз. (III кв.).

Сборник обзорных статей по вопросам теории и применений ферромагнитного резонанса. В сборнике излагаются природа и особенности магнитного резонанса в ферромагнетиках, ставится проблематика для экспериментальных и теоретических исследований, рассматриваются феноменологическая теория ферромагнитного резонанса, ферромагнитный резонанс как возбуждение спиновых волн, релаксационные процессы и ширина линий при ферромагнитном резонансе, особенности ферромагнитного резонанса в металлах, нелинейные процессы в ферромагнитных полупроводниках в полях СВЧ, генерирование и усиление СВЧ на основе явления ферромагнитного резонанса в ферритах, нелинейные потери при высоких уровнях мощности СВЧ.

Пугачев В. С., «Теория случайных функций и ее применение к задачам автоматического управления», изд. 2-е перераб. и доп., 50 л., 10 000 экз. (II кв.).

Монография содержит систематическое изложение прикладной теории случайных функций и вероятностных методов теории автоматического управления. Особое внимание уделено современной статистической теории обнаружения и воспроизведения сигналов в присутствии помех.

Цидильковский И. М., «Термомагнитные явления в полупроводниках», 12 л., 10 000 экз. (II кв.).

Термомагнитные явления могут служить новым ценным методом комплексного исследования полупроводников. Автором создан ряд новых теоретических представлений, открыт новый так называемый термомагнитный эффект и произведено исследование многих практически важных полупроводников для проверки и развития теории. Описываемый метод открывает новые ценные возможности в исследовании полупроводников; книга является первой в мировой литературе монографией по этому вопросу.

Серия «Физико-математическая библиотека инженера»

Рабкин Л. И., «Высокочастотные ферромагнетики», 26 л., 20 000 экз. (III кв.).

Рассматриваются магнитные материалы в быстропеременных полях и высокочастотные магнитные измерения. Описаны тонкокатаные металлические ферромагнетики в синусоидальных и импульсных полях, а также физические процессы в высокочастотных металлических ферромагнетиках при перемагничивании, неметаллические или керамические ферромагнетики (ферриты). Особое внимание уделено ферритам с прямоугольной петлей гистерезиса и магнитодиэлектрикам.

Научно-технические словари

«Англо-русский радиотехнический словарь», изд. 2-е, составители Герман-Прозорова Л. П., Виноградова Н. И., 40 л., 50 000 экз. (II кв.).

Словарь содержит около 20 000 терминов по радиосвязи, радиолокации, телевидению, радиовещанию, приемным и передающим устройствам и по электронике.

«Англо-русский телевизионный словарь», составители Герман-Прозорова Л. П., Янкельсон И. С., 12 л., 20 000 экз. (II кв.).

Словарь содержит около 9 000 терминов по телевидению, в том числе по передаче и приему телевизионных изображений, цветному и объемному телевидению.

«Русско-немецкий радиотехнический словарь», составитель Горохов П. К., 25 л., 30 000 экз. (II кв.).

Словарь содержит около 17 000 терминов по теоретической радиотехнике, излучению и распространению радиоволн, приему радиоволн, антеннам, радиоизмерениям, сверхвысоким частотам, импульсной технике, радиолокации, радионавигации, радиосвязи, электронной и ионной эмиссиям, электронным лампам, электронно-лучевым полупроводниковым, фотоэлектрическим и газоразрядным приборам, приборам инфракрасной техники, телевидению, автоматике и телемеханике, электроакустике, конструированию, производству и эксплуатации радиоаппаратуры.

Научно-популярная литература

Сominский М. С., «Полупроводники», 12 л., 50 000 экз. (II кв.).

Яглом А. М., Яглом И. М., «Вероятность и информация», изд. 2-е, перераб. и доп., 12 л., 40 000 экз. (I кв.) *.

Издательство Академии наук СССР

Научная литература. Монографии

А л ь п е р т Я. Л., «Распространение радиоволн и ионосфера» (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Академии наук СССР), 29 л., 20 000 экз. (I кв.).

В монографии освещаются основные вопросы, связанные с физикой ионосферы и распространения радиоволн. Подводятся итоги современного состояния исследований. В работе использованы новейшие данные, полученные при помощи искусственных спутников и ракет. В мировой литературе до сих пор нет подобной монографии.

И о ф ф е А. Ф., «Полупроводниковые термоэлементы», 10 л., 10 000 экз.

К а т ы с Г. П., «Некоторые вопросы автоматического контроля нестационарных полей» (Институт автоматики и телемеханики Академии наук СССР), 11,5 л., 5000 экз. (I кв.).

В книге рассмотрены вопросы контроля нестационарных полей (температуры, давления, скорости) при помощи различных сканирующих систем, в которых используются телевизионные и другие развертки поля. Рассмотрены сканирующие приборы и системы с распределенными датчиками. Приведены методы подбора параметров сканирующих систем.

К о л л е к т и в а в т о р о в, «Сборник докладов юбилейной научной сессии, посвященной 100-летию со дня рождения А. С. Попова и Дню радио», отв. ред. А. И. Берг, 25 л., 3000 экз.

К о л л е к т и в а в т о р о в, «Изучение ионосферы и метеоров», отв. ред. С. Ф. Миркотан, Я. Л. Альперт, Б. В. Федынский, 6 л., 2000 экз.

К о л л е к т и в а в т о р о в, Известия ГАО (Главной астрономической обсерватории), № 164, т. XXI, вып. V, «Исследования в области радиоастрономии и электроники», отв. ред. А. А. Михайлов, С. Э. Хайкин, 16 л., 1 000 экз.

К о л л е к т и в а в т о р о в, «История энергетики, электротехники и связи», Труды, т. 26, отв. ред. Б. С. Сотин, 22 л., 2000 экз.

К о л л е к т и в а в т о р о в, «Вопросы распространения радиоволн и ионосфера», отв. ред. Я. Л. Альперт, 25 л., 4000 экз.

К о л л е к т и в а в т о р о в, «Проблемы передачи информации», вып. 6, Построение схем и сетей связи, отв. ред. В. И. Рогинский, 10 л., 4000 экз.

К о р а б л е в Л. Н., «Лампы с холодным катодом и их применение в радиоэлектронике, автоматике, вычислительной технике и приборостроении», 4 л., 5000 экз.

«О ч е р к и и с т о р и и р а д и о т е х н и к и» * (Институт истории естествознания и техники Академии наук СССР), отв. ред. В. С. Сотин, 39 л., 3000 экз. (Iкв.).

В очерках обрисован процесс исторического развития основных областей радиотехники (приемные и передающие устройства, антенны, распространение радиоволн). Прослеживается смена технических идей и конструктивных решений с момента изобретения радио до наших дней. Специальный очерк посвящен истории развития радиосвязи и радиовещания в СССР.

П о в а р о в Г. Н., «Математическое исследование синтеза контактных схем», отв. ред. А. Харкевич, 10 л., 3000 экз.

«П р о б л е м ы п е р е д а ч и и н ф о р м а ц и и», вып. 5. Статистическое кодирование (Лаборатория систем передачи информации Академии наук СССР), отв. ред. Э. Л. Блох, 8 л., 5000 экз. (I кв.).

В сборнике рассмотрены следующие вопросы: кодирование методом Шеннона; передача бинарной последовательности равномерным кодом; кодирование при передаче в условиях помех; применение многопрограммных кодов; статистическое согласование; последовательное кодирование; упругая задержка в системах статистического кодирования; передача фотосообщений; статистически помехоустойчивое кодирование, а также другие проблемы из области теории передачи информации, построения оптимальных кодов и исследования систем и источников сообщений.

Научно-популярная литература

Б о г а т о в Г. Б., «Телевидение на Земле и в космосе», 5 л., 150 000 экз.

К у л е б а к и н В. С. и др. «Новые возможности автоматизации в связи с применением полупроводников», 8 л., 75 000 экз.

Щ е н н и к о в В. В. «Электронно-вычислительные машины», 6 л., 100 000 экз.

Государственное энергетическое издательство

Учебники и учебные пособия

Б л а н т е р С. Г., «Радиотехника и электроника», 20 л., 10 000 экз. (I кв.).

Учебное пособие по курсу радиоэлектроники для студентов нерадиотехнических специальностей.

Рассмотрены физические особенности радиотехнической аппаратуры, находящей промышленное применение, в частности радиоэлектронных приборов, используемых в геофизической разведке.

Богородицкий Н. П., Пасынков В. В., «Радиотехнические материалы», 20 л., 25 000 экз. (IV кв.).

Изложены физические и электротехнические свойства радиотехнических материалов. Рассмотрены неорганические и органические электроизоляционные радиотехнические материалы и детали из них, а также магнитные, полупроводниковые и проводниковые радиотехнические материалы.

Предназначена в качестве учебника для студентов электротехнических и энергетических вузов.

Браммер Ю. А., Малинский В. Д., «Радиотехника», 25 л., 25 000 экз. (II кв.).

Учебное пособие для техникумов радиотехнических специальностей по курсу теоретической радиотехники. Приведены сведения о радиотехнических элементах; теория линейных цепей с сосредоточенными и распределенными параметрами. Рассмотрены нелинейные элементы радиотехнических устройств: электронные лампы и их работа в схемах приемников и передатчиков, электронно-лучевые трубки, полупроводниковые приборы; вопросы получения и усиления колебаний различных частот. Изложены основы импульсной техники, описаны ее основные схемы, их работа и назначение.

Буланов Ю. А., Усов С. Н., «Радиоприемные устройства», 25 л., 10 000 экз. (III кв.).

Изложены теория и методы расчета высокочастотного и низкочастотного трактов радиоприемников, а также блока сверхвысоких частот.

Предназначена в качестве учебного пособия для техникумов радиотехнической промышленности.

Говорков В. А., «Электрические и магнитные поля», изд. 2-е, перераб., 23 л., 10 000 экз. (I кв.)*.

Изложение теории электромагнитного поля в объеме, необходимом для практического расчета стационарных и переменных электромагнитных полей, встречающихся в радиотехнике, технике связи, электроэнергетике, аппаратуре автоматики и телемеханики. Приведены примеры расчета и построения картин полей. Излагаются методы практических (приближенных) расчетов полей, в частности расчеты методом сеток.

Предназначена в качестве учебного пособия для студентов электротехнических и радиотехнических институтов.

Кляцкин И. Г., Брунов Б. Я., Гольденберг Л. М., Цейтлин Л. А., «Теория электромагнитного поля», 25 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются электрическое поле неподвижных зарядов, стационарное электрическое поле и магнитное поле постоянных токов. Излагаются необходимые сведения по таким вопросам, как плоские электромагнитные волны, поверхностный эффект, возникновение электромагнитной энергии, волноводы и объемные резонаторы. В книге уделено внимание переменным электромагнитным полям и вопросам распространения электромагнитных волн. Представляет собой курс теории электромагнитного поля для студентов радиотехнических специальностей политехнических, электротехнических и радиотехнических вузов.

Куликовский А. А., Болошин И. А., Потрясай В. Ф., «Основы проектирования радиоприемников», изд. 2-е, перераб., 25 л., 25 000 экз. (III кв.).

Изложены основы проектирования радиоприемных устройств различных диапазонов волн.

Книга предназначена для студентов высших и средних специальных учебных заведений.

Марков Г. Т., «Антенно-фидерные устройства», 25 л., 7 000 экз. (IV кв.).

Учебник излагает вопросы теории излучения и приема радиоволн, теории и устройств линий передач. Описаны типы антенных устройств — основное внимание уделяется ультракоротковолновым антеннам.

Нейштадт С. З., Россиянский Л. С., «Технология изготовления узлов радиоаппаратуры», 23 л., 10 000 экз. (II кв.)*.

Изложены основы проектирования технологических процессов, описана технология изготовления деталей из пластмасс и керамики, рассмотрены процессы серебрения керамики, стекла, кварца, слюды, технология нанесения защитных покрытий и отделки, изготовление обмоток, каркасов для них, способы пропитки, технология магнитопроводов, герметизация радиодеталей, а также производство конденсаторов постоянной и переменной емкостей, сопротивлений и деталей, применяемых для внешнего оформления продукции. Описано оборудование, применяемое при этих технологических процессах. Учебное пособие для техникумов радиотехнической промышленности.

Научно-техническая литература. Монографии

Блискунов Н. А., Каменецкий И. Я., «Технология производства электровакуумных приборов», ч. II, 12 л., 7 000 экз. (III кв.).

Книга посвящена технологии изготовления сеток электровакуумных приборов, анодов, экранов и радиаторов, а также оболочек — стеклянных, металлических и металлокерамических. Описывается химическая, термическая и механическая обра-

ботки применяемых материалов и заготовок. Даны указания по контролю качества изготовленной продукции.

Буклер В. О., Рабинович Ю. И., Смирнов В. А., «Сборка радиоаппаратуры», 22 л., 25 000 экз. (II кв.).

Излагаются основные сведения о сборке радиоаппаратуры, рассматриваются вопросы обработки металлов и изоляционных материалов, встречающихся при сборке радиоаппаратуры, вопросы покрытий и герметизации узлов и деталей, вопросы сборки радиоаппаратуры СВЧ и индикаторных устройств, сборки измерительных приборов и вопросы технического контроля сборки радиоаппаратуры.

Васильев Р. Р., Шастова Г. А., «Передача телемеханической информации», 6 л., 15 000 экз. (II кв.).

Изложение основных положений теории передачи телемеханических сообщений по каналам с помехами, инженерных методов расчета помехоустойчивости, а также некоторых вопросов применения методов теории информации в телемеханике.

Даются понятия дискретной и непрерывной информаций сигнала и способов передачи телемеханической информации, в том числе кодирование и декодирование, способы модуляции и т. д.

Специальный раздел посвящен каналам и помехам в них, а также методам исследования помех. Ряд разделов посвящен вопросам помехоустойчивости передачи дискретной и непрерывной информаций.

В книге излагаются также основные понятия теории информации и рассматриваются информационные критерии оценки систем телемеханики.

Вершинский Н. В., «Подводное телевидение», 15 л., 15 000 экз. (III кв.).

Описана аппаратура для телевизионных наблюдений под водой; приведены основные технические требования к ней, описаны особенности конструирования и расчета, перечислены области применения. Описаны приемные устройства для подводных изображений.

Гейнце В., «Введение в вакуумную технику», т. I, перев. с нем., 15 л., 8 000 экз. (I кв.).

Рассмотрены физические и физико-химические явления, встречающиеся в вакуумной технике, и дана их физическая трактовка. Изложены основы кинетической теории газа и термодинамики.

Гиршман Г. Х., Финкельштейн Л. А., «Расчет и конструирование элементов антенных контуров диапазонных коротковолновых передатчиков», 15 л., 10 000 экз. (I кв.).

Излагаются вопросы проектирования и расчета различных схем антенных контуров широкодиапазонных передатчиков средней мощности. Приводится инженерный метод графического расчета элементов схем антенных контуров. Рассмотрены вопросы конструирования основных элементов антенного контура.

Демин Э. А., Чиненков Л. А., «Схемы на ферритах», 7 л., 15 000 экз. (II кв.).

Описаны теория, методы расчета и наиболее употребительные схемы запоминающих устройств на ферритовых сердечниках, импульсные схемы, линии задержки, счетчики импульсов, кольцевые пересчетные схемы и другие устройства.

Звенигородский И. С., «Каналы связи для телемеханики», 8 л., 5 000 экз. (I кв.).

Описаны электрические свойства цепей связи и каналов высокой частоты по линиям связи и электропередачи, условия распространения сигналов, линейные искажения и их исправление. Приведены схемы использования проводных линий и расчет их элементов. Рассмотрены вопросы уплотнения линий связи для образования высокочастотных каналов и каналов тональной частоты, а также вопросы использования линий электропередачи и радиолиний в качестве каналов для телемеханики.

Приведены методы выбора каналов и способов уплотнения и расчет каналов в условиях действующих схем связи.

Кацман Я. А., «Технология производства полупроводниковых плоскостных триодов», 12 л., 5000 экз. (I кв.).

Обобщен опыт производства полупроводниковых плоскостных германиевых триодов. Излагаются основные теоретические предпосылки и практические методы производства приборов. Описывается технологическое оборудование.

Кононов Б. Н., «Симметричные триггеры на плоскостных полупроводниковых триодах», 10 л., 15 000 экз. (I кв.).

Рассмотрены теория и расчет симметричного триггера на плоскостных полупроводниковых триодах.

Липман Д. А., Негневицкий И. Б., «Быстродействующие магнитные и магнитно-полупроводниковые усилители», 15 л., 10 000 экз. (II кв.).

Изложены физические процессы, теоретический анализ и расчет основных типов магнитных усилителей. Дается методика расчета усилителей. Рассматривается совместная работа полупроводниковых и магнитных усилителей. Описывается новая область применения дросселей с подмагничиванием для целей дифференцирования сигнала на несущей частоте.

Малов В. С., «Телемеханика», 6 л., 20 000 экз. (II кв.).

Содержит изложение теоретических основ телемеханики, принципов и методов,

используемых при построении телемеханических систем. Содержит сведения о телемеханических сигналах, системах кодов и методах синхронизации. Излагаются принципы построения систем телеуправления — телесигнализации для сосредоточенных и рассредоточенных объектов.

Маслов А. А., «Полупроводниковые выпрямители и усилители», 10 л., 15 000 экз. (I кв.).

Описаны принцип действия и конструкции полупроводниковых приборов, служащих выпрямителями и усилителями; приведены основные сведения о полупроводниковых материалах, основных явлениях, происходящих в полупроводниках и используемых для выпрямления и усиления. Описаны температурные зависимости, частотные свойства полупроводниковых триодов, особенности конструкций триодов — усилителей мощности.

Месяцев П. П., «Настройка, регулировка и контроль радиоаппаратуры», 15 л., 10 000 экз. (II кв.).

Изложены основы теории регулирования и испытаний радиоаппаратуры, описаны методы регулирования и контроля, рассмотрена основная регулировочная и контрольно-измерительная аппаратура.

Милман, Тауб, «Импульсные и цифровые схемы», перев. с англ., 50 л., 20 000 экз. (III кв.).

Изложены вопросы импульсной электроники. Рассмотрены различные импульсные схемы, усилители, формирующие цепи, пусковые схемы — мультивибраторы, блокинг-генераторы, линии задержки и др. Описаны счетные, циклические и пересчетные схемы, ламповые делители частоты повторения импульсов, цифровые вычислительные цепи, приведены примеры применения методов и приборов импульсной техники в практических устройствах различного назначения.

Полонников Д. Е., «Электронные усилители автоматических компенсаторов», 18 л. (I кв.)*.

«Прием импульсных сигналов в присутствии шумов», Сборник переводных статей, 20 л., 8 000 экз. (I кв.).

В сборнике помещены статьи, освещающие вопросы теории пороговых сигналов и устройств обнаружения сигналов в шумах.

Рубчинский А. М., «Оперативно-производственное планирование на заводах радиоаппаратуры», 10 л., 5 000 экз. (II кв.).

Излагается методика оперативно-производственного планирования и оперативного учета применительно к технологическим и организационным особенностям предприятий, изготовляющих радиоаппаратуру. Разработан ряд вопросов планирования производства на основе использования методики упрощенных расчетов производственных нормативов для целей оперативного планирования.

Румпф К. Г., «Электроника в телефонной технике», перев. с нем., под ред. Л. Г. Кобленца, 26 л., 10 000 экз. (III кв.).

Рассматриваются вопросы применения электронных (бесконтактных) средств коммутации в телефонной технике. Излагаются принципы действия различных видов бесконтактных коммутационных элементов, узлов и устройств. Дается ряд частных решений по внедрению бесконтактных элементов в существующие системы. Освещаются вопросы создания новых механических электронных систем и полностью электронных АТС.

Саммер В., «Фотоэлементы в промышленности», перев. с англ., 40 л., 15 000 экз. (IV кв.).

Книга содержит сведения о различных типах фотоэлементов и их применении в промышленности. Дано описание характеристик фотоэлементов, схем их включения и оптических устройств. Описываются реле, вычислительные устройства и способы регулирования процессов.

Федорцов Б. Ф., «Фототелеграфия», 16 л., 5 000 экз. (I кв.)*.

Изложены физические основы современной фототелеграфии, принцип действия и описание устройств важнейших узлов фототелеграфной аппаратуры, способы передачи фототелеграфных сигналов по проводам и радио, приведены сведения о характеристиках фототелеграфной системы, требованиях и качествах передачи изображений и о методах их оценки и конструкции отечественных фототелеграфных аппаратов.

Шматченко В. Ф., «Электромеханические колебательные системы», 14 л., 5 000 экз. (IV кв.).

Книга посвящена теории, расчету и технологии изготовления электромеханических колебательных систем, используемых в радиотехнике, в основном — электромеханических фильтров промежуточных частот в диапазоне от 50 *кгц* до 1 *Мгц*. Особо рассмотрены фильтры низких частот с полосой пропускания от 0,8 до 2—3 *гц*. Даны необходимые сведения о магнитострикционных генераторах и линиях задержки. Освещены вопросы наладки, регулировки и испытаний электромеханических фильтров.

Шретер, «Электронное телевидение», перев. с нем., 60 л., 10 000 экз. (III кв.).

Изложены теоретические основы телевидения, а также электронной оптики, рассмотрено проектирование передающей и приемной телевизионной аппаратуры, вопросы промышленного телевидения.

Эккерт Ф., «Электронно-оптический преобразователь изображений и усилитель рентгеновских изображений», перев. с нем., 14 л., 8 000 экз. (II кв.).

Изложены физические основы электронно-оптических преобразователей и усилителей изображения, описано их техническое устройство, рассмотрены возможности и основные области применения.

«Эффективные термокатоды», вып. 2, сборник переводов под ред. Б. Н. Попова и А. Р. Шульмана, 25 л., 5 000 экз. (II кв.).

Второй выпуск сборника переводов наиболее важных статей, опубликованных в последние годы в ведущих иностранных журналах по вопросам физики и технологии производства эффективных катодов. Сборник содержит 40 статей.

Справочная литература

«Радиотехнический справочник», в двух томах, 145 л., 30 000 экз., перев. с нем. (II и IV кв.).

Основное содержание справочника — формулы, таблицы и графики инженерной радиотехники, преимущественно трактующей вопросы радиосвязи. Отдельные главы справочника посвящены элементам цепей и колебательных контуров, теории цепей линии, фильтры, коаксиальные кабели, волноводы), антеннам различных диапазонов волн, электронике, электронным лампам и приборам. Изложены также основные сведения по теории усиления и усилителям напряжения и мощности низкой частоты, модуляторам и демодуляторам, теории радиоприема и генерации колебаний различных частот, основным сведениям по распространению радиоволн, основным радиотехническим измерениям и т. д.

«Справочник радиоинженера», перев. с англ., 110 л., 25 000 экз. (III кв.).

В справочнике приведены расчетные данные и формулы, необходимые для проектирования различных радиотехнических устройств, применяемых в разных областях практической радиоэлектроники, в том числе в импульсной технике, радиолокации, телевидении и других областях.

«Справочник радиолюбителя», под ред. А. А. Куликовского, изд. 3-е, перераб. и доп., 35 л., 200 000 экз. (I кв.).

Книга содержит справочные сведения, необходимые радиолюбителю в его работе по конструированию различной радиоаппаратуры. В книге помещены также основные сведения из импульсной техники, автоматики, счетно-решающей техники и других областей радиоэлектроники.

Финк Д., «Справочник по телевизионной технике», перев. с англ., 100 л., 50 000 экз. (III кв.).

Приведены основы теории, расчетные формулы по основам телевидения, справочные данные и основные параметры передающей, приемной и вспомогательной телевизионной аппаратуры, электронно-лучевым трубкам.

Чурабо Д. Д., «Новые неметаллические материалы для радиоаппаратуры», 8 л., 20 000 экз. (III кв.).

В справочнике описаны различные пластические массы, изоляционные материалы, керамика, стекла, резины и каучуки, пленки, клеи, смазывающие и уплотняющие составы, эмали, лаки, грунты, ткани, бумаги. Приведено краткое описание, области применения, основные физико-механические, диэлектрические и другие свойства, а также технологические рекомендации по изготовлению деталей.

Научно-популярная литература

В серии «Массовая радиобиблиотека» намечено к выпуску издание 50 книг общим объемом свыше 300 л. Книги этой серии рассчитаны на начинающих и подготовленных радиолюбителей, учащихся вузов и техникумов, техников и молодых инженеров.

Из приведенного в плане перечня можно отметить следующее.

Большов Ю. М., «Экономичный приемник на транзисторах», 2 л., 100 000 экз. (III кв.).

Бялик Г. И., «Ламповые широкополосные усилители», изд. 3-е, перераб., 5 л., 50 000 экз. (III кв.).

Веденеев Г. М., Вершин В. М., «Кремниевые стабилитроны», 5 л., 50 000 экз. (IV кв.).

Грудинская Г. П., «Распространение УКВ», изд. 2-е, доп., 5 л., 40 000 экз. (III кв.).

Жеребцов И. П., «Основы электроники», 30 л., 100 000 экз. (I кв.).

Изюмова Т. Н., Свиридов В. Т., «Волноводы и их применение», 5 л., 50 000 экз. (III кв.).

Левитин Е. А., «Электронные лампы и полупроводниковые приборы», изд. 2-е, перераб., 8 л., 100 000 экз. (I кв.)*.

Линкин В. М., «Декатроны и их применение», 3 л., 30 000 экз. (I кв.).

Литвинов С. В., «Радиоаппаратура на Выставке достижений народного хозяйства», 4 л., 100 000 экз. (I кв.).

Мартынов Е. М., «Бесконтактные переключающиеся устройства», изд. 2-е, перераб., 5 л., 50 000 экз. (II кв.).

Мартынов Е. М., «Электронные устройства дискретного действия», 6 л., 50 000 экз. (III кв.).

Михлин Б. З., «Радиотехнические датчики и их применение», 4 л., 30 000 экз. (II кв.).

Окунев Ю. Т., Савельев Г. А., «Нелинейные полупроводниковые сопротивления и их применение», 2 л., 30 000 экз. (III кв.).

Попов П. А., «Расчет транзисторных усилителей звуковой частоты», 4 л., 50 000 экз. (II кв.).

Рогинский В. Ю., «Новые приборы и устройства», 5 л., 40 000 экз. (IV кв.).

Сотников С. К., «Сверхдальний прием телевидения», изд. 2-е, перераб., 4 л., 100 000 экз. (I кв.).

Федоров Л. В., «Телевизионная аппаратура на Выставке достижений народного хозяйства», 3 л., 100 000 экз. (1 кв.).

Хомич В. И., «Ферритовые приемные антенны», 3 л., 100 000 экз. (IV кв.).

Штейерт Л. А., «Радиовещательный приемник с УКВ диапазоном на транзисторах», 2 л., 75 000 экз. (II кв.).

Государственное издательство литературы по вопросам связи и радио (Связьиздат)

Учебники и учебные пособия

Акульшин П. К., Евланов С. Н., «Теория электрической связи», ч. II, Цепи с распределенными постоянными. 15 л., 10 000 экз. (III кв.).

Показана физическая сущность, дан математический анализ явлений в системах с распределенными параметрами (однородные и неоднородные цепи и цепи с повышенной индуктивностью), изложена теория влияния между телефонными цепями.

Рассчитана на студентов электротехнических институтов связи.

Власов В. Ф., «Электронные и ионные приборы», изд. 3-е, 40 л., 25 000 экз. (III кв.).

Рассматриваются принципы работы, параметры и характеристики электронных и ионных приборов (диоды, триоды, многоэлектродные лампы, клистроны, магнетроны, лампы бегущей и обратной волны, электронно-лучевые трубки, ионные приборы с накаленным катодом и самостоятельным разрядом, полупроводниковые и фотоэлектрические приборы).

Рассчитана на студентов радиотехнических и электротехнических вузов и факультетов.

Гроднев И. И., Кулешов В. Н., Соколов В. В., «Кабельные линии связи», 25 л., 15 000 экз. (I кв.).

Описываются кабели связи (симметричные, с искусственно увеличенной индуктивностью, экранированные, коаксиальные) и волноводы, рассматриваются электрические характеристики этих кабелей, вопросы проектирования и электрического расчета междугородных и местных кабельных сетей, защиты кабелей от коррозии и перенапряжения, изложены основные правила строительства и технической эксплуатации кабельных магистралей.

Рассчитана на студентов электротехнических институтов связи.

Дивногорцев Г. П., Новиков В. А., Резвяков А. П., «Теория дальней связи», изд. 3-е, 25 л., 15 000 экз. (II кв.).

Рассматриваются теоретические основы высокочастотного телефонирования, элементы аппаратуры, телефонные каналы высокой частоты и их электрические характеристики, фототелеграфные и телевизионные каналы, каналы радиовещания и двусторонней групповой телефонной связи, организация междугородной телефонной сети и основы проектирования каналов дальней связи.

Рассчитана на учащихся техникумов связи.

Долуханов М. П., «Распространение радиоволн», изд. 2-е, 29 л., 25 000 экз. (I кв.).

Рассматриваются общие законы распространения радиоволн, распространение радиоволн над поверхностью Земли, строение тропосферы и ее влияние на распространение земных волн, распространение тропосферных волн, строение ионосферы и распространение в ней радиоволн, а также природа атмосферных и космических помех.

Рассчитана на студентов радиотехнических и электротехнических вузов и факультетов.

Мархай Е. В., Харкевич А. Д., Рогинский В. Н., «Автоматическая телефония», 30 л., 12 000 экз. (II кв.).

Рассматриваются принципы действия автоматических телефонных станций, основные коммутационные приборы, элементы теории релейно-контактных схем, принципы построения станций машинной, декадно-шаговой и координатной систем, проектирование станционных сооружений, автоматизация междугородных, пригородных и сельских телефонных сетей.

Рассчитана на студентов электротехнических институтов связи.

Цыкин Г. С., «Электронные усилители», 25 л., 25 000 экз. (IV кв.).

Изложение основ теории усилительных схем, приведены формулы и практические сведения, необходимые для расчета и конструирования усилителей звуковых и сверхзвуковых частот, широкополосных усилителей, усилителей импульсных сигналов, усилителей постоянного тока и т. д.

Рассчитана на студентов радиотехнических и электротехнических вузов и факультетов.

Шмаков П. В., Однолько В. В., Злотников С. А., «Телевидение», 30 л., 25 000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются общие принципы телевидения, особенности телевизионной передачи изображений, образование оптического и электронного изображения, образование электрических сигналов изображения, форма и частотный спектр видосигнала, воспроизведение телевизионного изображения, монохромное телевидение системы цветного телевидения.

Рассчитана на студентов радиотехнических и электротехнических вузов и факультетов.

Научно-техническая литература

Авербух С. Х., Кнеллер И. А., Круковец Ф. И., «Индустриальные помехи телевидению и методы их подавления», 6 л., 20 000 экз. (I кв.) *.

Рассматриваются основные виды индустриальных помех телевидению, описаны меры, позволяющие ослаблять влияние помех как в месте приема (рациональная установка антенн, применение фильтров, повышение помехоустойчивости синхронизации), так и в месте их возникновения (помехи от высокочастотной аппаратуры, бытовых электроприборов, автотранспорта, коммутируемых реклам и др.).

Гроднев И. И., Сергейчук К. Я., «Экранирование аппаратуры и кабелей связи», 22 л., 10 000 экз. (I кв.).

Рассматривается теория экранирования при помощи однородных и неоднородных экранов различной конструкции, даны рекомендации по защите от помех аппаратуры высокочастотной связи и кабельных линий.

Добровольский Г. В., «Передача импульсов по каналам связи», 14 л., 10 000 экз. (II кв.).

Рассмотрен процесс прохождения импульсов через частотно-ограниченные каналы связи, обладающие специфическими частотными характеристиками затухания и фазы.

Казаринов И. А., Кокошкин П. А., «Проектирование электропитающих установок предприятий проводной связи», 20 л., 8 000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются системы электропитания, даны рекомендации по расчету и выбору оборудования и аппаратуры электропитающих установок, по проектированию дистанционного питания аппаратуры уплотнения магистралей проводной связи, токораспределительных сетей и заземлений на предприятиях проводной связи.

Лютов С. А., Гусев Г. П., «Практика подавления помех радиосвязи, создаваемых телеграфно-телефонной аппаратурой», 20 л., 10 000 экз. (III кв.).

Рассматриваются принципы подавления радиопомех, освещается практика подавления радиопомех, создаваемых телеграфно-телефонной аппаратурой, описываются методы измерения радиопомех.

Самойлов В. Ф., «Генераторы пилообразного тока», 10 л., 10 000 экз. (II кв.).

Посвящена анализу и расчету генераторов строчной и кадровой разверток в телевизоре. Изложение теории отклонения лучей; анализ выходных ступеней строчной и кадровой разверток; анализ схем, создающих управляющее напряжение на сетке выходной кадровой лампы, и сжатый анализ работы блокинг-генератора.

Информационные сборники по технике связи

Санкин Н. М., Тимофеева Г. И., «Синхронная работа средневолновых радиовещательных станций», 4 л., 8 000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются основные особенности вещания при синхронной работе ряда радиостанций, характер искажений, возможных при приеме сигналов от синхронных станций при малых защитных отношениях, принципы построения территориальных многоволновых синхронных сетей, устанавливаются нормы на допустимую нестабильность частот возбудителей. Описаны способы и аппаратура синхронизации передатчиков по высокой частоте.

Серия «Лекции по технике связи»

Бродский К. В., Петров В. В., «Автоматизация радиорелейных линий», 2 л., 8 000 экз. (II кв.).

Рассматриваются средства автоматизации радиорелейных линий, системы резервирования аппаратуры, автоматизация электропитающих устройств; описаны системы автоматики отечественных радиорелейных линий.

Говалло И. И., «Типовые телевизионные центры и ретрансляционные телевизионные станции». 3 л., 8 000 экз. (I кв.).

Описана серия типовых проектов телевизионных центров и ретрансляционных телевизионных станций различных объемов.

Кривошеев М. И., «Особенности учета, оценки и измерений помех в телевидении», 3,5 л., 8 000 экз. (I кв.).

Дана классификация различных видов помех, встречающихся в телевидении; рассмотрены вопросы учета, оценки и измерения флуктуационных помех, причины,

вызывающие периодические помехи, и особенность восприятия этих помех на приемном экране телевизора.

Кубальский Ю. А., «Качественные показатели радиовещательного тракта и методы их измерения», 1,5 л., 8000 экз. (I кв.)*.

Рассматриваются основные электроакустические показатели радиовещательного тракта, а также тракта УКВ ЧМ вещания, описываются устройство и работа приборов, применяемых для измерения этих показателей.

Лещинский А. А., «Расчет основных показателей системы связи по коаксиальному кабелю», 2,5 л., 8000 экз. (II кв.).

Даются исходные положения, необходимые для расчета системы уплотнения коаксиального кабеля, приведена методика расчета шумов линейного усилительного тракта, определяются уровни передачи, длина усилительного участка и другие показатели систем уплотнения.

Меркулов А. Г., «Переменные выравниватели», 4 л., 8000 экз. (I кв.)*.

Рассматриваются переменные выравниватели, управление характеристиками которых производится при помощи переменных активных сопротивлений. Изложен метод расчета переменных выравнивателей с заданными пределами регулирования при заданной точности воспроизведения требуемых частотных характеристик и при ограниченных пределах изменения управляющих сопротивлений.

Хмельницкий Е. А., «Разнесенный прием и оценка его эффективности», 3,5 л., 8 000 экз. (I кв.)*.

Рассматриваются особенности распространения коротких радиоволн, дана методика количественной оценки этих особенностей. Дано несколько примеров расчета устойчивости.

Серия «Техника связи за рубежом»

Панкратов А. Г., Етрухин Н. Н., «Оргасвязь (передача информации по телеграфу)», 6 л., 8 000 экз. (IV кв.).

Рассмотрены системы оргасвязи с функциональными механизмами (системы оргасвязи компании Вестерн Юнион, система Кинеплекс, система оргасвязи Международной корпорации оргмашин, система Дейтафон); описана переходная аппаратура оргасвязь — оргатехника, методы кодирования, электрические групповые защитные коды.

Справочная литература

Коллектив авторов, «Инженерно-технический справочник по электросвязи», вып. Междугородные кабельные и воздушные линии связи, 30 л., 20 000 экз. (IV кв.).

Содержит конструктивные и электрические характеристики кабельных и воздушных линий связи, формулы для расчета электрических параметров передачи и влияния линий связи, основные положения и нормы по проектированию и механизированному строительству кабельных и воздушных линий связи, их измерениям, а также по защите от влияния линий электропередач, коррозии и атмосферного электричества.

Коллектив авторов, «Полупроводниковые приборы», 12 л., 20 000 экз. (II кв.).

Справочник содержит данные по германиевым и кремниевым диодам, а также данные по плоскостным полупроводниковым триодам.

Указывается их цоколевка, габариты, оформление, параметры и предельные режимы, вольтамперные входные и выходные характеристики, электрические данные, режимы работы и предельно допустимые эксплуатационные данные.

Издательство «Советское радио»

Учебники и учебные пособия

Атабеков Г. И., «Введение в теорию линейных электрических цепей», 35 л.

Книга посвящена изучению вопросов анализа и синтеза линейных электрических цепей, рассматриваемых в установившемся режиме. Изложены следующие вопросы: преобразования и методы расчета линейных электрических цепей, двухполюсники, метод геометрических мест, четырехполюсники, резонансные цепи и фильтры, цепи с распределенными параметрами, линеаризация некоторых активных элементов радиоцепей. Учебное пособие для радиотехнических и электротехнических институтов.

Гуткин Л. С., Лебедев В. Л., Сифоров В. И., «Радиоприемные устройства», ч. I, 34 л.

Книга является первой частью учебника по курсу «Радиоприемные устройства» для радиотехнических факультетов вузов.

Рассматриваются усиление, детектирование и преобразование умеренно высоких частот при помощи электронных ламп и полупроводниковых приборов, переходные процессы и шумы в каскадах радиоприемника и радиоприем сверхвысоких частот. Особое внимание уделено вопросам, связанным с развитием теории и техники радиоприема в течение последних лет.

Сайбель А. Г., «Основы радиолокации», 20 л.

Излагаются принципы радиолокации. Рассматриваются методы определения местоположения объекта, методы определения дальности и направления, методы селекции движущихся объектов, способы трансляции радиолокационных изображений. Рассматриваются средства борьбы с радиолокацией и основные пути повышения помехозащищенности.

Книга предназначена в качестве учебного пособия для студентов вузов.

Шулейкин М. В., «Электронные лампы», 30 л.

Книга содержит материалы лекций, которые читались автором в Московском высшем техническом училище, Московском институте инженеров связи и в Институте им. Плеханова в период с 1921 по 1929 г.

Рассматриваются вопросы электронной эмиссии, физические основы работы электронных ламп, теория и расчет радиотехнических ламповых схем. Многие задачи, в частности расчет катода, расчет ламповых генераторов, схем модуляции, теория затягивания и другие, разработанные М. В. Шулейкиным, имеют оригинальные решения и публикуются впервые.

Научно-техническая литература. Монографии

Брамсон М. А., Каликеев А. Е., «Инфракрасная техника капиталистических стран», 7 л.

Обзор материалов зарубежной периодической печати за 1956—1959 гг. по инфракрасной технике. Дано описание ряда новых образцов инфракрасной техники, а также результаты некоторых научно-исследовательских работ в области физических основ инфракрасной техники, выполненных в последние годы за рубежом.

Вайнштейн Л. А., Зубаков В. Д., «Выделение сигналов на фоне случайных помех», 20 л.*

Книга посвящена применению статистических методов для определения и оценки оптимальных способов выделения сигналов на фоне различных помех, имеющих статистический характер. Рассматриваются оптимальные линейные фильтры для фильтрации, прогнозирования и обнаружения полезных сигналов на фоне нормальных коррелированных помех. Рассматриваются различные случаи обнаружения полезных сигналов и оценки их неизвестных параметров. Изложены вопросы теории помех и дано статистическое описание некоторых видов помех (тепловые и дробовые шумы, отражения от хаотически расположенных элементарных отражателей и др.).

Вайсфлох А., «Теория цепей и техника измерений в дециметровом и сантиметровом диапазонах», перев. с нем., под ред. М. А. Силаева, 2,2 л.

Книга содержит обоснование разработанного автором метода исследования устройств сверхвысоких частот при помощи короткозамыкающего поршня. Значительная часть книги посвящена применению этого метода к практическим измерениям параметров четырехполюсников, включенных в передающие линии (изгибов, диэлектрических опор, диафрагм и т. д.), и других более сложных устройств (направленных ответвителей, тройников и т. д.), а также к согласованию полных сопротивлений.

Виницкий А. С., «Очерк основ радиолокации при непрерывном излучении радиоволн», 18,5 л.

Рассмотрение исходных понятий и соотношений, общих для радиолокации при непрерывном и импульсном излучениях радиоволн, уточнена классификация радиолокационных сигналов и методов их приема.

Рассматриваются вопросы радиолокации одиночной цели при непрерывном излучении радиоволн, в том числе основы радиолокации с использованием эффекта Доплера, особенности схем и режимов работы ЧМ радиолокаторов, некоторые специальные схемы (схема двойной частотной модуляции и др.). Изложены вопросы радиолокации многих одиночных целей, последовательного и параллельного анализа дальномерных спектров, поиска по расстоянию и стробированию в ЧМ радиолокаторах. Рассмотрена работа радиолокатора при облучении больших рассеивающих поверхностей, а также принципы работы ЧМ радиовысотомеров и автономных измерителей скоростей и угла сноса самолета. Освещены вопросы калибровки радиолокаторов по скорости и расстоянию и ряд специальных вопросов.

Волин М. Л., «Паразитные связи и наводки», 12 л.

Даны классификация и описание различных видов паразитных связей и наводок, разбираются вопросы экранирования радиоэлектронных приборов и развязывания цепей, проектирования радиоэлектронных приборов с точки зрения предохранения от их паразитных наводок и методики экспериментирования при нахождении и подавлении паразитных связей и наводок.

Габлер М., Гашковец И., Томанек Е., «Магнитные усилители», перев. с чешск., под ред. С. Я. Дунаевского, 16 л.

Изложены принципы работы, физические процессы, описаны типовые схемы включения, рассмотрены методы статического и динамического расчетов магнитных усилителей для идеальных и практических условий работы. Рассмотрены примеры практического осуществления современных усилителей на базе существующих магнитных материалов и схемы их применения в различных областях техники.

Гальперин Е. И., Сулицкий Ю. Н., «Полупроводниковые логические переключающие схемы», 13 л.

Книга построена как на материалах, опубликованных в иностранной периодической печати за 1956—1958 гг., так и на материалах, приведенных в книгах: L. Hunter, «Handbook of semiconductor electronics»; J. Carroll, «Transistor circuits and applications»; R. Shea, «Transistor circuit engineering».

Рассмотрены следующие вопросы: элементы схем цифровых счетно-решающих устройств на транзисторах, усилители постоянного тока, схемы с применением специальных полупроводниковых приборов и др.

Голев К. В., «Расчет дальности действия радиолокационных и радиопередающих станций», 11 л.

В книге излагаются метод и способы построения кривых для графического решения уравнения дальности.

Приведены данные об отражательных характеристиках различных объектов, рассматривается связь отношения сигнала к шумам с вероятностью обнаружения.

Гусев В. Н., «Технология радиоаппаратостроения», 20 л.

Рассмотрены основные процессы, характерные для производства радиоэлектронной аппаратуры. Освещены вопросы эксплуатации и испытаний аппаратуры, рассматриваются процессы изготовления, сборки и настройки радиоэлектронной аппаратуры и отдельных деталей.

Дано описание основных технологических процессов по изготовлению различных моточных деталей, конденсаторов, сопротивлений, различных элементов СВЧ схем, а также процессов монтажа (в том числе и печатного) и т. п.

Конев Ю. И., «Транзисторная электроника в автоматике», 22 л.

Изложены основные принципы и особенности применения транзисторов в усилителях систем автоматического управления. Рассматривается работа транзисторов в усилителях переменного тока для следящих систем, усилителях среднего значения тока и фазочувствительных усилительных схемах.

Освещается применение транзисторов в модуляторах и смесителях, а также в схемах регулирования. Приведена методика расчета полупроводниковых усилителей для следящих систем.

Левин Б. Р., «Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике», изд. 2-е, доп. и перераб., 28 л.

Изложены сведения из теории вероятностей и теории случайных процессов, значительное место отводится радиотехническим примерам, иллюстрирующим возможности теоретико-вероятностных методов при решении ряда конкретных радиотехнических задач. Дано изложение вопросов,связанных со статистическими свойствами нулей случайных процессов, оптимальными линейными системами, статистическими критериями при обнаружении сигналов, импульсными случайными процессами. Изложено применение вероятностных методов в теории надежности радиоэлектронной аппаратуры.

Моругин Л. А., «Импульсные устройства с запаздывающей обратной связью», 75 л.

Монография посвящена применению запаздывающей обратной связи в импульсных устройствах.

Рассматриваются следующие вопросы: явление запаздывания обратной связи в различных устройствах и системах; импульсные устройства, использующие явление запаздывания обратной связи; основные теоретические соотношения; переходные характеристики линейных систем с запаздывающей обратной связью; циркуляция импульсов и накопление сигналов в усилительных устройствах с запаздывающей обратной связью; спектральные характеристики усилительных устройств с запаздывающей обратной связью; устойчивость и самовозбуждение систем с запаздывающей обратной связью.

«Надежность радиоэлектронной аппаратуры», Сборник статей отечественных авторов, 7 л.

Рассматриваются вопросы эксплуатационной надежности аппаратуры, а также комплекса радиоэлектронных устройств; эффективность сложных многоцепочных систем; использования пассивного резервирования при конструировании контактных элементов; прогнозирования надежности создаваемых устройств, проектирования устройств с заданной надежностью и сравнения надежности систем разных конструкций; сохранности элементов и систем и др.

«Полупроводниковые приборы и их применение», Сборник статей, под ред. Я. А. Федотова, вып. V, 20 л.*

Сборник включает статьи, посвященные следующим вопросам: физические процессы в полупроводниковых приборах; технология производства, параметры и характеристики полупроводниковых приборов; аппаратура и методика испытаний полупроводниковых приборов; работа полупроводниковых приборов в усилительных, генераторных и прочих электронных схемах; схемы с полупроводниковыми приборами.

«Радиодетали и проблема их надежности», перев. с англ., под ред. Б. М. Тареева, 35 л.

Книга содержит обширный материал по деталям радиоэлектронной аппаратуры и проблеме их надежности. Рассматриваются причины выхода аппаратуры из строя, дается определение параметра «надежность» и способы его измерения, излагаются технические и эксплуатационные требования к радиодеталям. Дана классификация и

общие данные сопротивлений всех видов и анализ работы конденсаторов и применяемых материалов, а также приведена классификация основных видов конденсаторов. Приведены технические условия и рекомендации по выбору реле для военной аппаратуры.

Родс Д. Р., «Введение в моноимпульсную радиолокацию», перев. с англ., 8 л.

В книге дана общая теория моноимпульсной радиолокации, описываются характерные элементы радиолокационных систем, использующих моноимпульсный метод пеленгации, излагаются принципы построения антенн для моноимпульсных радиолокаторов, описываются радиолокационные системы для пеленгации в двух плоскостях.

Розенблат М. А., «Магнитные усилители», изд. 2-е, доп. и перераб., 42 л.

Систематическое изложение основных принципов построения и теории магнитных усилителей с учетом последних достижений в этой области техники. Приведены основные схемы и методы расчета наиболее распространенных типов магнитных усилителей. Значительное внимание уделено рассмотрению физических процессов, имеющих место в таких усилителях и их сердечниках.

Приведены рекомендации по практическому осуществлению магнитных усилителей, выбору схемы, магнитных материалов, конструкции сердечников и полупроводниковых выпрямителей. Рассмотрены также вопросы совместного применения магнитных и полупроводниковых усилителей.

«Сборник трудов научно-технического общества радиотехники и электросвязи им. А. С. Попова», вып. IV, 15 л., 2 000 экз. (I кв.).

Сборник посвящен актуальным вопросам радиотехники и электросвязи (вопросы теории радиорелейных линий связи с дальним тропосферным распространением УКВ, теория систем «автономной памяти» и др.).

Сергованцев Б. В., «Параметрические усилители СВЧ», 5 л.

Дан краткий обзор состояния зарубежных работ в области параметрических усилителей СВЧ, имеющих весьма малый уровень шумов.

Рассматриваются общие принципы параметрического усиления, приводятся различные типы параметрических усилителей и их основные характеристики. Описывается устройство, особенности работы параметрических усилителей трех типов: полупроводниковых, ферритовых и электронно-лучевых. Даны сведения о промышленном выпуске параметрических усилителей за рубежом и их применении в системах слежения за космическими ракетами и спутниками Земли, а также в радиорелейных линиях. Приведена обширная библиография.

Старр А. Т., «Радиотехника и радиолокация», перев. с англ., под ред. Л. И. Буняка и В. Т. Овчарова, 60 л.

Книга содержит изложение принципов теории радиосвязи и радиолокационной техники. Приведены сведения по основным вопросам теории многоканальной радиосвязи, техники сверхвысоких частот и радиолокации.

Книга может служить хорошим справочником по радиоэлектронике.

Стратонович Р. Л., «Избранные вопросы теории флуктуации в радиофизике», 30 л.

В книге изложен математический аппарат, применяемый для исследования влияния флуктуаций на линейные и нелинейные системы и действия сигнала и шума на радиоприемник. Дан анализ работы автогенератора при наличии флуктуаций. Приведены результаты исследования выбросов флуктуаций и рассмотрено их влияние на работу электронных реле. Решена задача выбора оптимальных параметров устройств при наличии флуктуаций.

Фалькович С. Е., «Прием радиолокационных сигналов на фоне флуктуационных шумов», 13 л.

Книга посвящена статистическому определению потенциальных возможностей радиолокационных систем и теоретическим вопросам проектирования радиолокационных приемников при приеме на фоне шумов.

Изложены следующие вопросы: статистический подход к радиолокационной задаче, обнаружение неподвижных целей, точность отсчета координат, обнаружение подвижных целей, теория упрощенных радиолокационных линий, некоторые вопросы проектирования радиоприемных устройств.

Федотов Я. А., Шмарцев Ю. В., «Транзисторы», 22 л.

Монография посвящена рассмотрению основных физических процессов и связанных с ними свойств транзисторов.

Рассматриваются вопросы электропроводности полупроводников, технология производства полупроводниковых материалов — германия и кремния — и измерение основных параметров материала, определяющих его использование для изготовления полупроводниковых приборов. Излагаются контактные явления в полупроводниках, принципы работы радиотехнических полупроводниковых приборов (главным образом транзисторов) и связь основных параметров прибора с физическими величинами, определяющими электронные процессы в приборе.

Рассматриваются эквивалентные схемы транзисторов на низких и высоких частотах.

Дано описание технологии изготовления транзисторов различных типов, приводятся параметры приборов, выпускаемых в Советском Союзе и за рубежом.

Фиалко Е. И., «Радиолокационные методы наблюдения метеоров», 9 л.

Изложение основных сведений по радиолокационным методам наблюдения и исследования метеоров на основе материалов, опубликованных в зарубежной и отечественной литературе.

Рассмотрены вопросы метеорной радиоастрономии, некоторых проблем радиофизики и геофизики и радиотехнические задачи, связанные с радиолокационными методами наблюдения метеоров.

Издательство иностранной литературы

Научно-техническая литература. Монографии

Гинцтон Э. Л., «Измерения на микроволнах» (Нью-Йорк, 1957 г.), перев. с англ., 28 л. (III кв.).

Изложение теоретических основ техники измерений на микроволнах. Дано описание измерительных устройств, схем и приборов, приведены практические сведения по методике измерений.

Давенпорт Б. В., Рут В. Л., «Введение в теорию случайных сигналов и шумов» (Нью-Йорк — Лондон, 1958 г.), перев. с англ., 25 л. (III кв.).

Систематическое изложение теории флуктуационных процессов, даны методы расчета статистических характеристик радиотехнических устройств; рассматриваются источники флуктуаций, преобразование флуктуаций в линейных и нелинейных системах, а также расчеты элементов схем. Рассмотрены вопросы построения оптимальных приемных устройств на базе общей статистической теории решающих функций, приведены примеры построения оптимальных приемников для связных и радиолокационных систем.

Динс Дж., Вайнярд Дж., «Действие излучений на твердые тела» (Нью-Йорк, 1957 г.), перев. с англ., 15 л. (III кв.).

Книга посвящена вопросу об изменении физических свойств твердых тел под действием электромагнитного (рентгеновские и гамма-лучи) и корпускулярного (электроны, нейтроны, протоны и т. д.) излучений. Рассматриваются механизм действия излучения на кристаллическую решетку, типы возникающих дефектов, их связь с изменениями магнитных, электрических и механических свойств твердого тела, процессы восстановления свойств и др.

Карелл Дж., «Электронные схемы на полупроводниковых триодах» (Нью-Йорк, 1957 г.), перев. с англ., 18 л. (I кв.)*.

В книге собраны наиболее интересные статьи по схемам на полупроводниковых триодах, помещавшиеся в журнале «Электроникс» (США) с 1950 по 1956 гг. Для основных схем усилителей и генераторов, импульсных и переключающих схем приведены типовые значения их элементов. Описываются важнейшие типы полупроводниковых триодов, представлены их характеристики, приведены необходимые расчетные формулы. Описаны способы применения полупроводниковых триодов в радиовещании, связи, счетно-решающей технике, системах управления, военной, научной и медицинской аппаратуре.

«Кибернетический сборник», вып. I, 13 л. (I кв.)*.

Сборник статей зарубежных авторов по различным вопросам кибернетики. В числе статей работа К. Э. Шеннона и Э. Ф. Мура о синтезе надежных схем из ненадежных реле; работа Д. У. Хагельбаргера «Робот, экстраполирующий последовательности», и др.

Киттель Ч., «Элементарная статистическая физика», перев. с англ., 14 л. (II кв.)*.

В основу книги положен курс лекций по статистической физике, прочитанный автором в Калифорнийском университете (США). Большое место в книге отведено разработанным приложениям статистической физики и теории флуктуаций.

«Кремний», Сборник, 20 л. (II кв.).

Сборник статей из зарубежной научно-технической периодики по вопросам применения кремния высокой частоты как полупроводникового материала для изготовления диодов и триодов. Рассмотрены вопросы производства кремния в виде монокристаллов ультравысокой частоты, изменения электрических свойств последних под влиянием примесей и термической обработки, исследования свойств кремния и его сплавов с германием.

Кэнциг В., «Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики» (Нью-Йорк, 1957 г.), перев. с англ., 14 л. (I кв.).

Изложена общая теория сегнетоэлектричества кристаллов, описание их доменной структуры, характера поляризации, оптических свойств, поведения в переменных полях и т. д. Приведены сведения об основных типах сегнетоэлектриков, их структуре и свойствах.

Мик Дж., Крегге Дж., «Электрический пробой в газах» (Оксфорд, 1953 г.), перев. с англ., 24 л. (III кв.).

Монография посвящена описанию физических процессов, происходящих при электрическом разряде в газах (пробой при низких и высоких давлениях, высокочастотный разряд, теория стримеров и т. д.).

«Парамагнитные усилители», Сборник статей, перев. с англ., 18 л. (II кв.).

Сборник посвящен квантово-механическим парамагнитным усилителям слабых радиосигналов; включает статьи по физическим принципам работы усилителей (низкотемпературный парамагнитный резонанс), теории собственно усилителей и их конструкциям с конкретными схемами и характеристиками и технике работы с ними.

Пеннинг Ф., «Электрический разряд в газах» (Эйндховен, 1957 г.), перев. с англ., 5 л. (I кв.).

Изложение современного состояния и важнейших проблем, связанных с явлениями прохождения электрического тока через газы.

«Прием сигналов при наличии шума», Сб. статей, перев. с англ. под ред. М. С. Гуткина (I кв.)*.

«Проблемы метеорной связи на ультракоротких волнах», Сборник статей, 23 л. (IV кв.).

В сборник включены статьи, опубликованные в иностранной периодической литературе в 1954—1957 гг. по вопросам осуществления нового вида связи, обусловленного рассеянием радиоволн метеорными следами в ионосфере.

Излагаются основы теории метеорного распространения радиоволн и приводится обширный материал по статистике их прохождения. Дано описание действующих линий метеорной связи.

Рамзай Н., «Молекулярные пучки», перев. с англ. (Оксфорд, 195 г.), 30 л. (II кв.).

Монография по одному из важнейших разделов экспериментальной атомной физики, исследованиям с атомными и молекулярными пучками. Изложена техника получения пучков, методика экспериментирования и основные применения для физических исследований атомных и ядерных характеристик.

«Распространение длинных и сверхдлинных радиоволн», Сборник статей, 10 л. (I кв.)*.

Сборник содержит наиболее интересные статьи, опубликованные в зарубежной периодической литературе в 1953—1958 гг. по вопросам распространения радиоволн низкочастотного диапазона. Рассмотрены проблемы, связанные с использованием этих волн для радионавигационных систем.

Ряд статей посвящен изучению фазовых соотношений при распространении над неоднородной поверхностью, атмосферным помехам, а также приему и передаче радиоволн под водой.

Смит Р. А., Джонс Ф. Е., Хасмар Р. П., «Обнаружение и измерение инфракрасного излучения» (Оксфорд, 1957 г.), перев. с англ., 12 л. (I кв.)*.

Описание современных приемников инфракрасного излучения. Приведены характеристики основных материалов, применяемых в современной инфракрасной спектроскопии.

Фейстейн А., «Основы теории информации», перев. с англ. (Нью-Йорк, 1958 г.), 10 л. (II кв.).

В книге дано математически строгое изложение теории информации.

Хиппель А., «Диэлектрики и волны» (Нью-Йорк, 1954 г.), перев. с англ., 35 л. (IV кв.).

Изложение вопросов, связанных с поведением диэлектриков в электрических, магнитных и электромагнитных полях. Рассматриваются явления поляризации, намагничивания и проводимости. Значительное внимание уделено исследованию волновых явлений, в том числе квантово-механических волн вероятности и волн упругости кристаллических решеток.

Издательство Московского университета

Учебники и учебные пособия

Григорьянц В. Г., «Основные характеристики радиолокационных станций», 8 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Излагаются физические принципы радиолокационного обнаружения и определения координат объектов, режим работы, состав, взаимодействие элементов и особенности различных типов радиолокационных станций, содержание, выбор и взаимосвязь основных характеристик и параметров радиолокационной аппаратуры.

Рассчитана на студентов физических факультетов университетов и вузов.

Семенов А. А., «Теория электромагнитных волн», Лекционный курс, 12 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются общие закономерности электромагнитных волновых процессов; изложена теория плоских волн, даны теоретические сведения о распространении электромагнитных волн в гиротропных средах, рассмотрены вопросы теории цилиндрических волн, а также вопросы распространения радиоволн в присутствии направляющих поверхностей (теория длинных линий и волноводов). Освещены закономерности колебательных процессов в объемных резонаторах.

Рассчитан на студентов радиофизических и радиотехнических специальностей.

Военное издательство

Учебники и учебные пособия

Базь Г. А., Муромцев Г. П., Раинкин А. Н., Трегуб И. К., Цикунов К. А., «Расчет импульсных схем», 18 л. (II кв.).

Учебное пособие содержит инженерные расчеты импульсных схем как на электронных лампах, так и на полупроводниковых приборах.

Предназначено для курсантов военных училищ и учащихся средних технических заведений.

Дикий А. Д., Солдатов И. А., «Передатчики радиотехнических средств», 26,5 л. (I кв.) *.

Изложение вопросов теории передатчиков радиотехнических средств, принципов построения схем различных каскадов и других вопросов, дано описание передатчиков радиолокационных станций на сверхвысоких частотах.

Учебник рассчитан на слушателей военно-инженерных академий, курсантов высших военно-инженерных училищ и студентов институтов по курсу радиопередающих устройств.

Матлин И. И., «Радиолокация», 25 л. (III кв.).

Учебное пособие. Изложены принципы радиолокации, основные данные и классификация радиолокационных средств, работа импульсных схем, радиолокационные передатчики и приемники, индикаторные устройства и определение координат цели, антенно-фидерные устройства и автоматика радиолокационных станций.

Научно-техническая литература

Горбунов П. П., Кузнецов В. Ф., «Радиотехника и ее применение», 30 л. (IV кв.).

Изложены основы электро- и радиотехники, электровакуумных приборов, антенных, приемных и передающих устройств, распространения радиоволн, радиолокации, радионавигации, телевидения, радиотелеуправления и др.

Гуревич М. Д., Гуревич М. Д., «Электровакуумные приборы», изд. 2-е, перераб. и доп., 28 л. (II кв.).

Рассмотрены работа и устройство большинства электровакуумных и полупроводниковых приборов, применяемых в радиотехнике. Дано описание физических процессов, происходящих в электровакуумных приборах УКВ диапазона, а также полупроводниковых и импульсных приборов.

Давыденко Ю. И., Нечаев Н. Т., «Особенности распространения метровых радиоволн», 10 л. (II кв.).

Рассмотрены вопросы влияния реальных условий на распространение метровых радиоволн. Приведены экспериментальные данные влияния земной поверхности, рельефа местности, растительного покрова и местных предметов на распространение метровых волн. Изложены практические советы по обеспечению радиосвязи в часто встречающихся случаях расположения радиостанций на местности.

Нелепец В. В., Нелепец В. С., «Импульсные режимы в радиотехнических цепях», 10 л. (II кв.).

Танер Р. П., «Схемы с полупроводниковыми триодами», Сборник переводов с англ., 10 л. (III кв.).

Приведены таблицы основных параметров полупроводниковых триодов, отечественных и американских, и даны рекомендации по замене последних.

Содержит описание практических схем (более 160) различной радиоаппаратуры на полупроводниковых триодах.

Федорцов Б. Ф., «Фототелеграфная техника», 12 л. (II кв.).

Излагаются физические основы фототелеграфии, рассматриваются работа и устройство важнейших узлов фототелеграфной аппаратуры. Приведены способы передачи фототелеграфных сигналов по проводным и радиоканалам связи; рассматриваются важнейшие характеристики фототелеграфной системы и методика испытания фототелеграфных аппаратов.

Серия «Библиотека „Радиолокационная техника“»

Бойков М. А., «Электронно-лучевые трубки», 5 л. (I кв.).

Изложены принципы работы электронно-лучевых трубок с электростатическим и магнитным управлением, рассмотрено устройство различных электронно-лучевых трубок, указаны особенности их эксплуатации.

Горин Б. Ш., Спивак П. У., «Индикаторы направления», 7 л. (II кв.).

Излагаются различные способы определения угловых координат и сопровождения цели по направлению.

Коростелев А. А., «Автоматическое измерение координат», 6 л. (III кв.).

Излагаются различные способы автоматического измерения координат и сопровождения целей, в том числе и при помощи счетных машин.

Рогинский В. Ю., «Преобразователи тока», 4 л. (IV кв.).

Изложены современные методы получения достаточно высокого напряжения постоянного тока при использовании различных первичных источников тока: аккумуляторов, элементов, сетей постоянного и переменного токов промышленной и повышенной частот. Основное внимание уделено полупроводниковым преобразователям постоянного тока, используемым в радиолокационной, радиовещательной и другой аппаратуре.

Темкин С. Е., «Импульсные модуляторные лампы», 5 л. (I кв.) *.

Описаны назначение, принцип действия, устройство и применение мощных импульсных модуляторных электронных ламп и водородных тиратронов. Значительное внимание уделено вопросам правильной эксплуатации и надежности ламп. Рассмотрена совместная работа ламп с другими элементами схемы модулятора.

Федорцов Л. М., Лещинский И. Ш., «Кристаллические смесительные детекторы», 3 л. (I кв.).

Описаны устройство и принцип действия кристаллических смесительных детекторов, рассмотрены их характеристики и параметры, изложены особенности работы смесительных детекторов в радиолокационной станции.

Серия «Библиотека „Техника связи“»

Аронэ М. П., «Метеорные системы дальней связи на ультракоротких волнах», 4 л. (III кв.).

Рассматриваются основные принципы и возможности применения метеорных систем связи. Приводятся краткие сведения о метеорах, необходимые для понимания методов нового вида связи.

Лобанов Н. Л., «Детектирование радиосигналов», 4 л. (III кв.).

Описываются физические процессы детектирования радиосигналов, модулированных по амплитуде, частоте и фазе, даны сравнительные характеристики различных видов детектирования, приведены расчеты диодного и импульсного детекторов.

Справочная литература

Шкурин Г. П., «Справочник по электроизмерительным и радиоизмерительным приборам», том I — электроизмерительные приборы (II кв.), том II — радиоизмерительные приборы, изд. 3-е, перераб. и доп. (III кв.).

В справочник внесены все изменения в области электро- и радиоизмерительных приборов, которые произошли за последние годы в связи с ростом нашей промышленности и прогрессом техники.

Научно-популярная литература

Асташенков П. Т., «Радиоэлектроника в управлении снарядами», 8 л. (I кв.).

Гладков К. А., «Телевидение и его применение», 10 л. (II кв.).

Каманин В. И., «Использование радиолокации для кораблевождения», 6 л. (I кв.).

Петров И. П., «Миниатюрные радиоустройства», 6 л. (II кв.).

Плисков В. А., «Электронные машины в военном деле», 4,5 л. (IV кв.).

Оборонгиз

Учебники и учебные пособия

Баркан В. Ф., Жданов В. К., «Радиоприемные устройства», изд. 2-е, 25 л., 35 000 экз. (II кв.).

Учебник для техникумов.

Изложены принципы работы и основы расчета элементов высокочастотного и низкочастотного трактов современных радиоприемников. Рассмотрены вопросы работы радиолокационных приемников.

Белоцерковский Г. Б., «Радиолокационные устройства», 20 л., 15 000 экз. (IV кв.).

Учебник для техникумов.

Рассматриваются классификация и основные качественные показатели радиолокационных станций.

Каганович Н. А., «Радиооборудование самолетов», 15 л., 10 000 экз. (II кв.).

Учебное пособие для авиационных техникумов.

Описание оборудования радиосвязи самолетов, радионавигационного оборудования, самолетных антенн, наземного оборудования аэродромов, аэродромных систем посадки самолета; изложен порядок поверочных испытаний самолетного радиооборудования.

Лейбман М. Е., «Импульсная техника», 20 л., 20 000 экз. (III кв.).

Учебное пособие для втузов.

Изложены методы анализа переходных процессов в линейных цепях, рассмотрены различные способы получения импульсных напряжений, анализ работы генераторов линейно нарастающих напряжений и методов их коррекции; рассмотрены открытые и ждущие мультивибраторы, фантастрон, блокинг-генератор; изложено применение импульсной техники в системах измерения дальности и угловых координат целей в радиолокационных станциях.

Сайбель А. Г., «Основы радиодальнометрии». 6 л., 9 500 экз. (I кв.)*.

Учебное пособие для втузов.

Научно-техническая литература

Бриджерс Г., Скофф Дж., Шайв Дж., «Технология производства полупроводниковых приборов», перев. с англ., под ред. М. И. Иглицына, 40 л., 15 000 экз. (IV кв.).

Рассмотрены основные вопросы технологии германиевых полупроводниковых приборов (транзисторов). Описано получение и очистка исходного германия, получение монокристаллов, их легирование и контроль электрических параметров. Приведены технология изготовления точечных и плоскостных диодов и триодов, контроль их параметров в различных режимах работы, изложен вопрос стабильности полупроводниковых приборов.

«Вопросы импульсной техники и электронных вычислительных устройств», Сборник статей, под ред. В. Т. Фролкина (Труды МАИ), 6 л., 10 000 экз. (II кв.).

Сборник содержит результаты теоретических и экспериментальных исследований стабильности действия мультивибраторных схем, сравнительный анализ релаксационных генераторов с анодно-сеточной емкостной связью (фантастронных генераторов), исследование генератора пилообразного напряжения на полупроводниковых приборах, анализ стабильности блокинг-генераторов и ряд других актуальных вопросов импульсной техники.

Крылов В. А., Соловей А. П., «Безопасность труда при работе на установках с генераторами энергии высоких и сверхвысоких частот», 5 л., 10 000 экз. (IV кв.).

В брошюре описаны установки с генераторами энергии высоких и сверхвысоких частот, объяснено воздействие на организм человека электромагнитных полей, а также мягкого рентгеновского излучения при работе высоковольтных электровакуумных приборов.

Рассматриваются вопросы техники безопасности.

«Применение полупроводников в авиационных радиотехнических устройствах», Сборник статей, под ред. И. С. Гоноровского (Труды МАИ), 6 л., 12 000 экз. (III кв.).

Изложены вопросы, связанные с использованием емкости p — n-перехода полупроводниковых приборов в различных радиотехнических устройствах: вопросы параметрического усиления, частотной модуляции, а также импульсной техники с применением указанной емкости.

Дан обзор зарубежной и отечественной литературы по использованию емкости p — n-перехода.

«Проблемы надежности радиоэлектронной аппаратуры», Сборник докладов 5-го ежегодного симпозиума, организованного инженерными ассоциациями США, перев. с англ., 20 л., 10 000 экз. (II кв.).

В книге освещены методы оценки надежности комплексных систем, систематические принципы анализа и предсказания надежности; рассмотрены способы повышения аналоговых вычислительных машин; описана техника экспериментальной проверки надежности и ряд других актуальных вопросов. В книге имеется словарь основных терминов и определений.

«Стабилизированные и специальные высоковольтные источники питания», Сборник статей, под ред. Б. П. Соколова (Труды МАТИ), 8 л., 3 000 экз. (II кв.).

Рассматриваются схемы и конструкции точных стабилизаторов напряжения переменного тока и низковольтных стабилизаторов напряжения постоянного тока, используемых в авиационных установках и для питания радиоустройств. Излагаются элементы теории и расчета этих стабилизаторов.

«Электромагнитные замедляющие системы», Сборник статей, под ред. Л. Н. Дерюгина (Труды МАИ), 8 л., 10 000 экз. (III кв.).

Изложены результаты экспериментальных исследований замедляющих электромагнитных систем для ламп бегущей волны, а также вопросы методики измерений замедлений. Рассматриваются замедляющие системы типа гребенки в волноводе, «встречные штыри», спираль в волноводе, спиральная канавка и системы с бесконтактными пластинами.

Судпромгиз

Научно-техническая литература

Винтов Б. М., «Теория информации и ее применение в морской радиолокации», 12 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются вопросы теории морской радиолокации при помощи методов теории излучения и распространения радиоволн и теории информации.

Зарх И. М., Рабинович А. Г., «Сборка и регулировка радиотехнических устройств», 32 л., 15 000 экз. (III кв.).

Рассматриваются технологические процессы производства элементов радиотехнических устройств, технология электромонтажа, операции регулировки и испытаний аппаратуры.

Каролл Дж., «Технология производства радиоаппаратуры», перев. с англ., 20 л. (I кв.).

Освещены вопросы технологии изготовления шасси и экранов для различной аппаратуры, механических конструкций, монтаж аппаратуры, технология пайки, свар-

ки, пропитка и покрытие различными видами смол, пластические массы, электродвигатели, применяемые в радиоаппаратуре различного назначения, методы сборки радиоаппаратуры и др.

К а ш и н Н. В., «Механизация и автоматизация производства радиодеталей», 14 л., 20 000 экз. (I кв.).

Рассмотрены вопросы механизации и автоматизации производственных процессов радиодеталей; описаны конструкции заводов, в том числе по производству керамических, металлобумажных, стеклоэмалевых и других видов конденсаторов, электрических сопротивлений и т. д. Даны описания характерных поточных механизированных линий, имеющихся в производстве радиодеталей, конструкций специального оборудования для контрольных и электрических измерений, лакокрасочных покрытий, маркировочных и упаковочных машин.

Т а р н е ц к и й А. А., О с и п о в Д. Д., «Антенны судовой радиосвязи», 20 л., 10 000 экз. (IV кв.).

Излагаются методы расчета антенно-фидерных устройств судовой радиосвязи. Освещаются основные положения по разработке и расчету антенн и фидерных трактов судовой радиосвязи, выбору судовых антенн, а также по размещению антенн на судах различных классов и назначений. Даются краткие сведения по конструктивному выполнению и монтажу антенно-фидерных устройств и методам расчета.

Издательство «Морской транспорт»

Учебники и учебные пособия

А в е р б а х Н. В., Г а м о в А. Г., «Использование радиолокации в судовождении», 13 л., 10 000 экз. (II кв.).

Изложены принципы действия и эксплуатационные данные судовых радиолокационных станций. Основное внимание уделено методике и практическим приемам использования судовой РЛС для целей навигации и предупреждения столкновений судов в море, обобщен опыт отечественных и зарубежных судоводителей по использованию радиолокации в судовождении.

Учебное пособие может быть использовано как практическое руководство по навигационному использованию радиолокационных станций.

Р у б и н ш т е й н Я. М., «Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства», 22 л., 3 000 экз. (III кв.).

Учебное пособие для высших учебных заведений. Дана классификация радиоволн, освещены вопросы их распространения, рассмотрены строение ионосферы, теория антенн, а также их расчет и испытания и т. п.

С е м е н о в К. А., «Основы техники радиоприемных устройств и усилители низкой частоты», 25 л., 5 000 экз. (III кв.).

Учебное пособие для высших учебных заведений. Изложена теория радиоприемных устройств и усилителей низкой частоты, приведены основные схемы, технические и эксплуатационные данные радиоприемной аппаратуры, используемой на морском флоте.

Научно-техническая литература

Б у я н о в Н. Ф., «Использование радиолокатора «Нептун» в плавании из Черного моря на Дальний Восток», 4,5 л., 3 000 экз. (III кв.).

В книге обобщен практический опыт использования судового радиолокатора при плавании из Черного моря на Дальний Восток.

Ш и ф р и н Л. С., «Использование картосличительных приставок радиолокационных станций», 4 л., 2 000 экз. (I кв.).

Изложены основные принципы и способы использования картосличительной приставки радиолокационной станции.

Щ е г о л е в В. И., «Портовые радиолокационные станции», 6 л., 2 000 экз. (IV кв.).

Рассмотрен опыт применения портовых РЛС для обеспечения безопасности судоходства на подходах к портам и в портовых водах, приведены тактико-технические требования к аппаратуре, условия для размещения станций, принцип организации связи и методика работы портовых РЛС, описан опыт эксплуатации существующих установок и тенденции в развитии методов и средств радиолокационной проводки судов.

Машгиз

Ц о ф и н А. Е., «Основы промышленной электроники», 20 л., 15 000 экз. (III кв.).

В учебнике для техникумов освещаются теория электронных и ионных преобразователей, физические процессы, происходящие в электронных схемах, а также их практическое применение. Дано описание некоторых приборов и устройств в качестве практического осуществления электронных схем.

Гидрометеоиздат

«Исследования облаков с помощью радиолокации», (Труды Центральной аэрологической обсерватории), вып. 35, под ред. А. М. Боровикова, 7 л., 5 000 экз. (II кв.).

Сборник посвящен результатам исследования облаков с помощью радиолокационной станции, описанию методики и примененной аппаратуры.

Госхимиздат

Алексеев Н. Г., Прохоров В. А., Чмутов К. В., «Применение электронных приборов в физико-химических исследованиях», под ред. К. В. Чмутова, 25 л., 15 000 экз. (II кв.).

Книга представляет собой руководство по применению различных электронных схем для физико-химических исследований; описаны используемые в схемах детали отечественного производства и указаны возможные их заменители. Дано описание фабричных электронных приборов и правила пользования ими.

Атомиздат

Миддлбрук Р., «Введение в теорию транзисторов», перев. с англ., 20 л. (II кв.).

Монография посвящена теории плоскостных триодов.

Государственное издательство стандартов («Стандартгиз»)

«Измерение частоты» (ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений), Сборник трудов, 10 л., 1 000 экз. (IV кв.).

Рассматриваются методы получения эталонных частот при помощи различных групп кварцевых и молекулярных генераторов, а также реперов частоты с применением частот поглощения атомов и молекул в микроволновом диапазоне волн.

Приведены результаты исследования условий стабильной работы кварцевых генераторов, умножителей и делителей частоты.

Изложены вопросы приема, передачи и измерения эталонных частот, а также дополнительные погрешности при распространении эталонных частот в различных электрических цепях и по радио и методы их устранения.

«Исследования в области акустических и радиотехнических измерений» (ВНИИ метрологии им. Д. И. Менделеева), Сборник трудов, 10 л., 2 000 экз. (II кв.).

Изложены исследования методики измерений напряжений, диэлектрической постоянной и мощности на сверхвысоких частотах и в области методики акустических измерений.

«Проверка радиоизмерительных приборов» (сборник инструкций и методических указаний), 12 л., 15 000 экз. (III кв.).

Содержит более 20 инструкций и методических указаний по проверке радиоизмерительных приборов, измерителей добротности, эхо-резонаторов, гетеродинных частотомеров, генераторов, ламповых вольтметров, измерителей малой мощности и др.

«Проблемы радиоизмерений» (ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений), Сборник трудов, 15 л., 2000 экз. (III кв.).

Изложены результаты научно-исследовательских работ института по созданию исходной и образцовой радиоизмерительной аппаратуры.

Рассмотрены вопросы исследования погрешностей радиоизмерительных приборов.

Медгиз

Анохин П. К., «Кибернетика и медицина», 2 л., 50 000 экз. (I кв.).

Научно-популярная брошюра, в которой рассказывается о применении в медицине радиоэлектронных, вычислительных и управляющих машин.

«Гигиена труда в радиотехнической промышленности», 1 л., 100 000 экз. (II кв.).

В брошюре рассказано о гигиенических правилах, которые необходимо соблюдать при работе в радиотехнической промышленности для сохранения здоровья.

* * *

Общий объем книг по радиотехнике, электронике и смежным областям знаний, запланированных к изданию в 1960 г., по сравнению с 1959 г. значительно возрастает и составляет свыше 8300 л.

Из них учебников и учебных пособий ~ 1600 л. (~ 20%), научно-технических ~ 5100 л. (~ 60%), справочных ~ 1020 л. (~ 13%) и научно-популярных ~ 570 л. (~ 7%).

Из общего объема на долю радиотехники приходится ~ 65%, электроники ~ 25% и на смежные области (математика, физика, материаловедение, технология, общая справочная литература) ~ 10%.

Г. С. Ланцберг

26

CONTENTS

Borodin L. F. Equidistant and other optimum and similar codes 883

Kuklev L. P., Ozerskii Yu. P. Comparison of two decoding methods of interval codes 894

Gonorovskii I. S. Influence of e. m. f. with rapidly changing frequency on inert systems 902

Molochkov Yu. B. Calculation of radio lenses having a constant index of refraction 913

Tartakovskii L. B., Tandit V. L. Current distribution in an antenna reflector 918

Zykov A. I., Kononenko S. G. Input impedance measurement of a periodically loaded waveguide in a frequency-band using an arbitrary load 926

Vamberskii M. V. Electrodynamic calculation of a skate-shaped coaxial . . . 930

Zimina V. I. Experimental investigation of electromagnetic waves propagation along a cylinder of ionized gas 938

Tychinskii V. P., Derkach Yu. T., Karpetskii V. V. Experimental investigation of the degenerated regime of a ferrite amplifier 943

Migulin V. V. On forced oscillations in a parametrically regenerated system . . 955

Steinshleiger V. B., Misezhnikov G. S. Wave propagation in electrical negative resistance circuits used in quantomechanical travelling-wave amplifiers . . 962

Anisimova Yu. V., Bernashevskii G. A., Vystavkin A. N., Lomize L. G. Investigation of waveguide radiators excited by a relativistic electron flow in the millimetre region 969

Kabanov A. N., Kushnir Yu. M., Krutiakova L. M. Measurement of energy losses of 70 kev electrons by an electrostatic analyzer in gases 981

Kesaev I. G. Relation between random movement of the cathode spot and its division 986

Rovinskii R. E., Nikitenko Yu. M. On some factors affecting destruction of tungsten anodes in a heavy current discharge in xenon 994

BRIEF REPORTS

Sui Ien-sheng. On the problem of exciting oscillations in a small gyrotropic sphere 1001

Baranov L. I. On the inductive properties of $p - n$-junction diodes resistance for positive voltages and high current densities 1002

Kudriavtsev O. M. Pruzhinina V. I., Controlled non-linear semiconductor resistances 1006

Shevchik V. N., Pokrovskii L. D. Evaluation of the rôle of a space charge in the Kompfner BWT theory 1008

Zeitlin M. B., Ilyina E. M. Approximate analysis of O-type BWT operation . . 1010

REVIEWS AND BIBLIOGRAPHY

Lanzberg H. S. Books on radioengineering and electronics in 1960 (review of the publishers' schemes) 1013

ПОПРАВКИ

В № 5, 1960 г., сноска на стр. 711 должна быть на стр. 712.

В 1-й строке сноски следует читать: впервые выведена.

Цена 13 руб. 75 коп.

УЛ. ГЕРЦЕНА 6 КОМ. 40
НАУЧ. БИБЛИОТЕКЕ МГУ
МГИД. КНИГООБМЕНА

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

По решению редколлегии журнала «Радиотехника и электроника» максимальный объем оригинальных статей, публикуемых в журнале, не должен превышать 15 страниц машинописного текста через два интервала, считая 1800 знаков на страницу. Число рисунков не должно превышать 7. Статьи, превышающие этот объем, как правило, к публикации приниматься не будут.